T H E S E S présentées

pour l'obtention

du titre

de DOCTEUR de L'UNIVERSITE

(mention Sciences)

à

L'UNIVERSITE de PARIS VI

par Mr. Jean Luc LEBRUN

Sujet de la 1ère Thèse :

Recherche sur les profils de raies d'absorption de BaI élargies par collision avec les atomes d'argon et d'hélium

Sujet de la 2ème Thèse :

Transition chromosphère-couronne d'après les raies ultra-violettes lointaines

Soutenues le 18 Décembre 1975 devant la commission composée de

MM.	ROSCH	Président
	DUPEYRAT	Examinateur
	WENIGER	"
	GRANIER	Invité

T H E S E S présentées

pour l'obtention

du titre

de DOCTEUR de L'UNIVERSITE

(mention Sciences)

à

L'UNIVERSITE de PARIS VI

par Mr. Jean Luc LEBRUN

Sujet de la 1ère Thèse :

Recherche sur les profils de raies d'absorption de BaI élargies par collision avec les atomes d'argon et d'hélium

Sujet de la 2ème Thèse :

Transition chromosphère-couronne d'après les raies ultra-violettes lointaines

Soutenues le 18 Décembre 1975 devant la commission composée de

MM.	ROSCH	Président
	DUPEYRAT	Examinateur
	WENIGER	"
	GRANIER	Invité

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

TABLE DES MATIERES

	Pages
Introduction	1
Chapitre I	2
A - Elargissement et déplacement par effet de pression	2
- Théorie d'impact	2
- Théorie statistique	8
B - Potentiel interatomique	9
- Forme générale	11
- Modèle de Lennard-Jones	15
- Modèle 6-8-12	16
Chapitre II	
A - Validité de la théorie d'impact dans le domaine expérimental exploré	18
B - Ordre de grandeur des composantes de la largeur à mi-hauteur pour nos conditions expérimentales	21
Chapitre III	24
A - Dispositif expérimental	24
B - Mesure des paramètres d'une raie	25
1) Déplacement	25
2) Largeur à mi-hauteur	26
- Photomètrie	26
- Déconvolution de la fonction d'appareil	26
- Effet Doppler	30
3) Répartition d'intensité sur les ailes de raies	30

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548117_0038

Pages

Chapitre IV : Résultats expérimentaux 32
- Travaux antérieurs 32
- Présentation des résultats γ/N et β/N 33
- Détermination des constantes du potentiel 34
- Ailes de raies 35
  - Répartition d'intensité 35
  - Satellites 36

Chapitre V : Discussion 37
1) Elargissement et déplacement 37
2) Distribution d'intensité 38
3) Satellites 39

Conclusion 40

Introduction

Nos connaissances sur les forces intermoléculaires, déduites en grande partie de l'équation d'état des gaz, et des mesures de variation avec la température des phénomènes de viscosité, de conductibilité thermique et de diffusion, ont contribué dans une large mesure à la détermination des propriétés macroscopiques de la matière.

Leur calcul rigoureux est fastidieux, même dans les cas simples. Toutefois, des modèles plus ou moins perfectionnés ont été élaborés pour tenter de représenter le mieux possible les faits expérimentaux.

Ceux-ci sont principalement obtenus à partir des méthodes de mesure de la diffusion élastique des électrons. Les valeurs des sections efficaces totales ou différentielles déduites des mesures sont reliées aux paramètres de potentiel interatomique.

Toutefois ces méthodes sont limitées à l'étude des interactions entre atomes au niveau fondamental. Les méthodes optiques, basées sur les mesures d'élargissement des raies par effet de pression, ont permis d'étendre ces investigations vers les niveaux excités.

Notre travail concerne l'étude de l'élargissement et du déplacement de quelques raies de l'atome neutre de baryum par suite de l'interaction avec l'argon et l'hélium à différentes températures.

Les valeurs déduites des expériences sont comparées avec celles prévues par la théorie dont nous allons donner un bref rappel.

CHAPITRE I

RAPPELS THEORIQUES

A - Elargissement et déplacement par effet de pression

Lorsque des atomes se trouvent en présence, ils interagissent et leurs niveaux d'énergie sont déplacés, ce qui modifie les raies. On considère, ici, que ces perturbations sont dues aux chocs entre atomes neutres.

L'approche de ce phénomène a été faite de deux manières très différentes. En effet, si on appelle t la durée d'une collision et τ le temps moyen entre deux collisions, on a deux cas extrêmes qui correspondent aux deux approximations:

$t \ll \tau$ Impact
$t \gg \tau$ Quasistatique

On s'est rendu compte a posteriori que chacune de ces approximation décrit une partie de la raie :

Impact → coeur de la raie
Quasistatique → ailes de la raie

Les améliorations apportées à la théorie d'impact ont permis de généraliser ses résultats à la région intermédiaire.

Théorie d'impact

Dans la théorie la plus ancienne des impacts élaborée par Lorentz on considère que le facteur modifiant la raie est la destruction de la cohérence du train d'onde durant les collisions supposées instantanées. Le profil de la raie est alors donné par :

$$I(\omega) = \underset{T \to \infty}{\text{limite}} \frac{1}{2\pi T} \sum_i \left| \int_{t_i}^{t_i+\tau_i} e^{-i(\omega-\omega_o)t} \, dt \right|^2$$

$$I(\omega) = \underset{T \to \infty}{\text{limite}} \frac{1}{2\pi T} \sum_i \frac{1-\cos(\omega-\omega_o)\tau_i}{(\omega-\omega_o)^2}$$

où τ_i est le temps de libre parcours dont la distribution est donnée par :

$$P(\tau) = \frac{1}{\tau_o} e^{-\frac{\tau}{\tau_o}}$$

τ_o étant le temps de libre parcours moyen.
Finalement on obtient :

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi\tau_o} \int_o^\infty \frac{1-\cos(\omega-\omega_o)\tau}{(\omega-\omega_o)^2} \frac{1}{\tau_o} e^{-\frac{\tau}{\tau_o}} \, d\tau$$

$$= \frac{1}{\pi\tau_o} \frac{1}{(\omega-\omega_o)^2 + \left(\frac{1}{\tau_o}\right)^2}$$

Le résultat est un profil dispersif (Lorentzien) dont la largeur à mi-heuteur est $\frac{2}{\tau_o}$ et dont le sommet n'est pas déplacé.

En fait le calcul d'un profil de raie tenant compte de toutes ces interactions est un travail très complexe et non encore réalisé. Pour simplifier le modèle théorique il a été nécessaire de faire des approximations :

- Le mouvement de l'atome perturbateur par rapport à l'atome rayonnant est quasi classique. Ceci introduit la notion de trajectoire de l'atome perturbateur.

- Cette trajectoire est rectiligne, c'est-à-dire elle n'est pas modifiée par l'interaction.

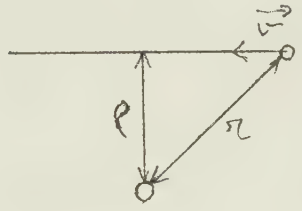
- Seules les interactions binaires sont considérées. On admet que les collisions mettant en cause un atome rayonnant et plusieurs perturbateurs ne peuvent avoir lieu.

- La perturbation est adiabatique, elle n'introduit pas de transition entre les différents niveaux d'énergie de l'atome rayonnant.

Les deux premières hypothèses permettent de dire que lorsque les atomes rayonnant et perturbateur se trouvent à une distance internucléaire "r" l'un de l'autre, un potentiel $V_{(r)}$ est appliqué à l'atome rayonnant.

$$V_{(r)} = V\left(\sqrt{\rho^2+v^2(t-t_o)^2}\right)$$

où t_o = temps de l'approche minimale, t = temps, v = vitesse relative du perturbateur par rapport au rayonnant et ρ est la distance minimale d'approche (ou paramètre d'impact)



Lenz et Weisskopf ont raffiné le modèle de Lorentz : les collisions intervenant dans la modification de la raie doivent produire un déphasage suffisamment grand pour détruire la cohérence du train d'onde. Pour une variation de fréquence due au perturbateur de la forme $\frac{C_n}{r^n}$ on obtient un déphasage

$$\eta(\rho) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{C_n}{(\rho^2+v^2t^2)^{n/2}}\,dt = \frac{\alpha_n\, C_n}{v\ \rho^{n-1}}$$

où α_n est une quantité dont la valeur dépend de n.

Si on appelle η_o le déphasage à partir duquel les collisions sont prises en compte, on en tire la valeur ρ_o du rayon d'approche minimum. Soit :

$$\rho_o = \left(\frac{\alpha n\ C_n}{v\ \ \eta_o}\right)^{1/n-1}$$

On appelle ρ_o le rayon d'interaction effective. On a

$$\sigma = \pi \rho_o^2$$
$$\gamma = 2 N v \sigma$$

où σ est appelé section de choc effective. N est la densité d'atomes perturbateurs.

Mais cette approche du problème ne tient pas compte des déphasages inférieurs à η_o, qui sont ceux possédant la plus forte probabilité de se produire. De plus cette limite η_o est arbitraire (par exemple le rayon de Weisskopf ρ_ω est défini pour $\eta_o = 1$ rd). Aussi les résultats ainsi obtenus ne sont utiles que pour déterminer l'ordre de grandeur de σ, ρ_o et γ .

Lindholm, Sobel'man, Anderson et Foley (1) ont déterminé la distribution d'intensité de la raie en tenant compte de tous les déphasages pendant la durée des collisions.

Après le choc, l'oscillation émise par l'atome rayonnant sera :

$$f(t) = e^{i(\omega_o t + \int_{-\infty}^{t} \chi(u)du)}$$

Dans cette expression ω_o = fréquence non perturbée, $\chi(u)$ = variation de fréquence due au perturbateur et $\int_{-\infty}^{t} \chi(u)du$ = déphasage au temps t.

Le profil de la raie est donné par l'analyse de Fourier de f(t)

$$I(\omega) = \underset{T \to \infty}{\text{limite}} \left| \frac{1}{\sqrt{2\pi T}} \int_{-T/2}^{T/2} f(t)\ e^{-i\omega t}\ dt \right|^2$$

$$= \underset{T \to \infty}{\text{limite}} \left| \frac{1}{\sqrt{2\pi T}} \int_{-T/2}^{T/2} e^{-i(\omega-\omega_o)t}\ e^{i\eta(t)}\ dt \right|^2$$

où $\eta_{(t)} = \int_{-\infty}^{t} \chi(u)du$

On peut modifier l'expression du profil

$$I(\omega) = \underset{T \to \infty}{\text{limite}} \frac{1}{2\pi T} \int_{-T/2}^{T/2} e^{-i(\omega-\omega_o)t_1} e^{i\eta(t_1)} dt_1 \int_{-T/2}^{T/2} e^{i(\omega-\omega_o)t_2} e^{-i\eta(t_2)} dt_2$$

$$= \underset{T \to \infty}{\text{limite}} \frac{1}{2\pi T} \int_{-T/2}^{T/2} \int_{-T/2}^{T/2} e^{-i(\omega-\omega_o)(t_1-t_2)} e^{i(\eta(t_1)-\eta(t_2))} dt_1\, dt_2$$

En effectuant les changements de variable :

$$t_2 = t \quad \text{et} \quad t_1 - t_2 = \tau \quad \text{on obtient alors :}$$

$$I(\omega) = \underset{T \to \infty}{\text{limite}} \frac{1}{2\pi T} \int_{-T}^{T} e^{-i(\omega-\omega_o)\tau} d\tau \int_{-T/2}^{T/2} e^{i(\eta(t+\tau)-\eta(t))} dt$$

On appelle fonction de corrélation la fonction :

$$\Phi(\tau) = \underset{T \to \infty}{\text{limite}} \int_{-T/2}^{T/2} \frac{1}{T} e^{i(\eta(t+\tau)-\eta(t))} dt$$

On a donc

$$I(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(\omega-\omega_o)\tau} \Phi(\tau)\, d\tau$$

$I(\omega)$ est une fonction réelle; $\Phi(\tau)$ doit donc remplir la condition :
$\Phi(\tau) = \Phi^*(-\tau)$

$\Phi(\tau)$ est reliée à la modification de fréquence :

$$\Phi(\tau) = \underset{T \to \infty}{\text{limite}} \int_{-T/2}^{T/2} e^{i\left(\int_{-\infty}^{t+\tau} \chi(u)du - \int_{-\infty}^{t} \chi(u)\, du\right)} dt$$

$$\Phi(\tau) = \underset{T \to \infty}{\text{limite}} \int_{-T/2}^{T/2} e^{-\left(\int_t^{t+\tau} \chi(u)\,du\right)}\, du$$

Lindholm a donné une expression pour la fonction de corrélation :

$$\Phi(\tau) = e^{-i\theta\tau}$$

où

$$\theta = \int_o^\infty 2\,N\,v\,\pi\rho\,(1 - e^{-i\eta(\rho)})\,d\rho$$

On en tire : $\Phi(\tau) = e^{-iNv\tau(\sigma'-\sigma'')}$

avec $\sigma' = 2\pi \int_o^\infty (1-\cos(\eta(\rho)))\,\rho\,d\rho$ I-1

$\sigma'' = 2\pi \int_o^\infty \sin(\eta(\rho))\,\rho\,d\rho$ I-2

On obtient alors

$$I(\omega) = \frac{1}{(\omega-\omega_o - Nv\sigma'')^2 + (Nv\sigma')^2} \quad \frac{Nv\sigma'}{\pi}$$

Cette expression semble être la plus proche de la réalité car elle prévoit une largeur à mi-hauteur $\gamma = 2\,Nv\sigma'$ et un déplacement du sommet $\beta = Nv\sigma''$.

Le principal résultat de la théorie d'impact est de prévoir un accroissement linéaire du déplacement et de la largeur à mi-hauteur de la raie en fonction de la densité des atomes perturbateurs ainsi qu'un profil lorentzien. On voit que le calcul de σ' et σ'' est très important pour la détermination du profil. Les valeurs σ' et σ'' sont liées à $\eta(\rho)$ par l'intermédiaire des relations II-1 et II-2.

La variation de phase $\eta(\rho)$ est donnée par :

$$\eta(\rho) = \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\omega(t,\rho)\,dt = \frac{1}{\hbar}\int_{-\infty}^{\infty} (V'(r)-V''(r))\,dt$$

où V' et V" sont respectivement les énergies des états final et initial et dépendent du potentiel d'interaction. Celui-ci est donc un élément primordial pour le calcul de σ' et σ'' et donc de γ et β. Le choix d'un modèle aura donc une grande répercussion sur les valeurs théoriques calculées.

Théorie statistique

Dans la théorie quasistatique on considère les perturbateurs comme immobiles pendant la durée des oscillations de l'atome actif. La modification de fréquence de la raie dépend de la distance entre l'atome rayonnant et le perturbateur, et la répartition d'intensité est donnée par la probabilité de déplacement de fréquence.

On a les expressions suivantes :

$$\Delta\omega(r) = \omega(r) - \omega_o$$

$$I(\omega)d\omega = P(\omega)\ d\omega$$

Dans l'approximation binaire le changement de fréquence est causé par le perturbateur le plus proche. Dans cette hypothèse l'intensité $I(\omega)$ est donnée par la probabilité $P(r)$ pour que le perturbateur se trouve à une distance, comprise entre r et r + dr, de l'atome actif.

Cette probabilité est :

$$P(r)\ dr = 4\ \pi\ r^2\ N \exp\left[-\ \frac{4}{3}\ \pi\ r^3 N\right]\ dr$$

Comme pour la théorie d'impact le choix du potentiel d'interaction $V(r) = hC_n/r^n$ est essentiel pour la détermination des profils de raies.

Avec un potentiel $V(r) = -hC_6/r^6$ la variation du coefficient d'absorption $K(\omega)d\omega$ sur l'aile rouge de la raie s'écrit :

$$K(\omega)\ d\omega = C^{te}\ f\ N^2\ \frac{C_6^{1/2}}{\Delta\omega^{3/2}}\ \exp\left[-\ \frac{\Delta\omega_o^{1/2}}{\Delta\omega}\right] d\omega$$

Pour les grande valeurs de $\Delta\omega$, cette expression peut s'écrire sous une forme réduite :

$$K(\omega) = C^{te}\ f\ N^2\ \frac{C_6^{1/2}}{\Delta\omega^{3/2}}$$

ou encore, en terme de longueurs d'onde

$$k(\lambda) = C^{te}\ f\ N^2\ \lambda_o^3\ \frac{C_6^{1/2}}{\Delta\lambda^{3/2}}$$

Avec un potentiel répulsif $V(r) = h\ C_{12}/r^{12}$ on obtiendra pour le coefficient d'absorption sur l'aile violette (pour de grandes valeurs de $\Delta\lambda$) :

$$k(\lambda) = C^{te}\ f\ N^2\ \lambda_o^{5/2}\ \frac{C_{12}^{1/4}}{\Delta\lambda^{5/4}}$$

La pente de la droite obtenue, en portant en échelle logarithmique $k(\lambda)/(N_{Ba}N_{Gaz})$ en fonction de $\Delta\lambda$ détermine l'exposant et permet ainsi de vérifier la validité du modèle de potentiel utilisé.

Schématiquement l'influence des perturbateurs sur les niveaux d'énergie de l'atome rayonnant est illustrée par la figure 1.

Les ordonnées représentent l'énergie potentielle d'un niveau atomique en présence d'un perturbateur à une distance r. Les distances verticales entre les courbes correspondent aux fréquences rayonnées.

Dans la figure 1 ω_o représente la fréquence non perturbée et ωf la fréquence perturbée :

si $\omega f > \omega_o$ il y a répulsion et déplacement violet

si $\omega f < \omega_o$ il y a attraction et déplacement rouge

B - Potentiel interatomique

Nous venons de voir que la variation de phase, et par suite l'élargissement et le déplacement d'une raie, sont liés au potentiel d'interaction : celui-ci agit sur les niveaux d'énergie de l'atome et la raie est modifiée. Il n'est pas possible, dans le cas d'atomes complexes, de déterminer exactement le potentiel. On est donc obligé de se servir de modèles que l'on s'efforce de rapprocher de la réalité.

Soient deux atomes en présence, ayant respectivement Z_1 et Z_2 électrons. Le potentiel total du système s'écrit :

$$\mathcal{V}(r) = \frac{1}{2}\sum_{i\neq j=1}^{n}\frac{e^2}{r_{ij}} - \sum_{i=1}^{n}\left(\frac{Z_1 e^2}{r_{i1}} + \frac{Z_2 e^2}{r_{i2}}\right) + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$$

où r_{ij} est la distance entre les $i^{ème}$ et $j^{ème}$ électrons, r_{i1} la distance entre le $i^{ème}$ électron et le premier noyau, r_{i2} celle entre le $i^{ème}$ électron et le deuxième noyau, r la distance entre les deux noyaux et n qui est égal à $Z_1 + Z_2$ représente le nombre total d'électrons du système.

Le potentiel d'interaction est la différence entre le potentiel du système et les potentiels des deux atomes. Soit

$$V(r) = \mathcal{V}(r) - \left[\sum_{i=1}^{Z_1}\frac{Z_1 e^2}{r_{i1}} + \sum_{i=1}^{Z_2}\frac{Z_2 e^2}{r_{i2}}\right]$$

Le problème de l'interaction entre deux systèmes multicorps est très compliqué et n'a été résolu que pour des couples d'atomes simples (H-H, H-He, He-He). Dans le cas de couples comprenant des atomes complexes on se contente d'approximations qui ne sont valables qu'en tenant compte de l'ordre de grandeur de la distance internucléaire r devant la somme des rayons des deux atomes en présence.

Aux courtes distances on considère principalement les forces de Coulomb mais on fait intervenir une fonction écran pour tenir compte de toutes les attractions et répulsions. Plusieurs formes ont été proposées

- Approximation de Bohr

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} e^{-\frac{r}{\beta}}$$

β étant une facteur d'écran qui s'écrit :

$$\beta = \frac{a_o}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}}$$

où a_o est le rayon de Bohr

- Approximation de Firsow

$$V_{(r)} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \theta\left(\frac{r}{\mu}\right)$$

$\theta\left(\frac{r}{\mu}\right)$ est la fonction-écran. Elle a été tabulée par Firsow (2). La valeur du paramètre μ est :

$$\mu = \frac{0{,}885 \cdot a_o}{(Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{2/3}}$$

- Approximation de Brinkman

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad \frac{a_1^2 e^{-\frac{r}{a_2}} - a_2^2 e^{-\frac{r}{a_1}}}{a_1^2 - a_2^2}$$

où $a_i = a_o (Z_i)^{-\frac{1}{3}}$

Aux grandes distances on démontre que le potentiel d'interaction peut s'écrire sous la forme $\Sigma C_n r^{-n}$. En effet, si l'on a une molécule constituée de charges q_i situées à une distance r_i d'une origine choisie à l'intérieur de la molécule un champ est créé. Sa valeur à une distance R de l'origine est :

$$\varphi = \sum_i \frac{q_i}{|R - r_i|} \qquad (A)$$

Les composantes de R sont (X, Y, Z) et celles de r_i (x_i, y_i, z_i). En développant l'équation (A) en série de Taylor on obtient:

$$\varphi = \frac{1}{R} \sum_i q_i + \frac{1}{R^2} \left(\frac{X}{R} \sum_i q_i x_i + \frac{Y}{R} \sum_i q_i y_i + \frac{Z}{R} \sum_i q_i z_i \right) +$$

$$\frac{1}{R^3} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{3X^2}{R^2} - 1 \right) \sum_i q_i x_i^2 + \cdots + \frac{3YZ}{R^2} \sum_i q_i y_i z_i \right] + \cdots$$

En effectuant les changements de variables :
$X = X_1$; $Y = X_2$; $Z = X_3$ et en introduisant les valeurs réduites

$$Q = \sum_i q_i r_i r_i ; \quad q = \sum_i q_i$$

$$Q_{12} = \sum_i q_i x_i y_i ; \quad Q_{13} = \sum_i q_i x_i z_i : \cdots$$

$$p = \sum_i q_i r_i ; \quad p_1 = \sum_i q_i x_i ; \quad p_2 = \sum_i q_i y_i ; \quad p_3 = \sum_i q_i z_i$$

on obtient comme expression du champ :

$$\Psi = \frac{q}{r} + \sum_i P_i \frac{\partial}{\partial X_i}\left(\frac{1}{R}\right) + \frac{1}{2!}\sum_{ij} Q_{ij} \frac{\partial}{\partial X_i}\frac{\partial}{\partial X_j}\left(\frac{1}{R}\right) + \cdots \quad (B)$$

Si l'on considère maintenant l'action de ce champ sur une seconde molécule, constituée de charges q_j situées à une distance r_j d'une origine placée à l'intérieur de cette molécule, son énergie potentielle sera :

$$V = \sum_j q_j \Psi(R+r_j)$$

Cette expressionpeut également être développée en série de Taylor :

$$V = \sum_\delta q_\delta \Psi + \sum_\delta q_\delta \left(x_\delta \frac{\partial \Psi}{\partial X} + y_\delta \frac{\partial \Psi}{\partial Y} + z_\delta \frac{\partial \Psi}{\partial Z}\right)$$

$$+ \frac{1}{2!}\sum_\delta q_\delta \left(x_\delta^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + y_\delta^2 \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} + \cdots + 2 y_\delta z_\delta \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y \partial Z}\right) + \cdots$$

En changeant les notations de la même manière que précédemment on obtient :

$$V = \left[q' + \sum_i p'_i \frac{\delta}{\delta X_i} + \frac{1}{2} \sum_{ij} Q'_{ij} \frac{\delta}{\delta X_i}\frac{\delta}{\delta X_j} + \ldots\right] \Psi(R)$$

où les valeurs "primées" se rapportent à la seconde molécule.

Si l'on oriente le système d'axes (X_1, X_2, X_3) de manière à avoir $X_1 = X_2 = 0$ et $X_3 = R$ et si l'on remplace $\Psi(R)$ par sa valeur donnée par l'équation (β) on obtient l'expression

$$V = \frac{qq'}{R} + \frac{q'p_3 - qp'_3}{R^2} + \frac{1}{R^3}(\ldots) +$$

que l'on peut écrire

$$V = \sum_{i=1}^{\infty} A_i(R)$$

où chaque $A_i(R)$ représente l'interaction "i" pôle - "n" pôle (i et n varient de 1 à ∞ en puissance de 2)

Dans le cas où les particules en présence sont neutres le terme $A_1(R)$ représentant l'interaction monopôle-multipôle est nul.

On voit que le potentiel d'interaction peut s'écrire sous la forme

$$V(R) = \sum \frac{C_n}{R^n}$$

London (3) et Margenau (4) ont effectué un calcul de perturbation et ont montré que le premier terme de la variation d'énergie est :

$$\Delta E = -\frac{3}{2} \frac{e^4}{R^6} \frac{\hbar^4}{m^2} \sum_{\beta\beta'} \frac{g_{i\beta}\, h_{i'\beta'}}{(E_\beta - E_i)(F_{\beta'} - F_{i'})(F_{\beta'} - F_{i'} + E_\beta - E_i)}$$

où g_{if} = force d'oscillateur de l'atome rayonnant
$h_{i',f'}$ = force d'oscillateur de l'atome perturbateur
E_i, E_f = énergie de l'atome rayonnant
$F_i, E_{f'}$ = énergie de l'atome perturbateur
i,(i') = état initial de l'atome rayonnant (perturbateur)
f,(f') = état final de l'atome rayonnant (perturbateur)

Lorsque $(F_{f'} - F_{i'})$ est grand devant $(E_f - E_i)$ et que l'on introduit la polarisabilité α de l'atome perturbateur, on obtient :

$$E = -\frac{3}{2} \frac{(\hbar e)^2}{m} \frac{1}{R^6} \propto \Delta F \sum_f \frac{g_{if}}{(\Delta F + E_f - E_i)(E_f - E_i)}$$

ΔF étant la moyenne des $(F_{f'} - F_{i'})$

Dans notre cas, où le perturbateur est un gaz rare et l'atome rayonnant le baryum cette approximation est valable et on aura un terme attractif car

$$0 < (F_{f'} - F_{i'}) \; ; \; (E_f - E_i) < \Delta F$$

$$\frac{g_{if}}{E_f - E_i} > 0$$

La manière la plus simple d'étudier l'effet d'une telle interaction sur une raie est de ne considérer qu'un seul terme qui représentera l'effet prépondérant. On peut alors écrire en se replaçant dans le cadre de la théorie des impacts :

$$\Delta\omega = \frac{1}{\hbar}\left(\frac{C''_n}{r^n} - \frac{C'_n}{r^n}\right) = \frac{1}{\hbar}\,\frac{C_n}{r^n}$$

où les signes ' et " représentent respectivement les états initial et final de la transition.

On en déduit :

$$n(\rho) = \frac{2\pi\, C_n\, \alpha_n}{v\, \rho^{n-1}}$$

et $$\gamma = 4\pi N v \int_0^\infty \left(1 - \cos\left(\frac{2\pi\, C_n\, \alpha_n}{v\, \rho^{n-1}}\right)\right)\rho \; d\rho$$

$$\beta = 2\pi N v \int_0^\infty \sin\left(\frac{2\pi C_n\, \alpha_n}{v\, \rho^{n-1}}\right)\rho \; d\rho$$

avec $$\alpha_n = \sqrt{\pi}\; \frac{\Gamma\left(\frac{n-1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{n}{2}\right)}$$

La résolution numérique de ces intégrales donne la valeur de l'élargissement et du déplacement en fonction de l'interaction choisie

n	γ	β
2	$79\ \pi^3\ N\ C_2^2\ v^{-1}$	0
3	$12{,}6\ \pi^2\ N\ C_3^2$	0
4	$38{,}8\ N\ C_4^{2/3}\ v^{1/3}$	$33{,}4\ \ N\ C_4^{2/3}\ v^{1/3}$
6	$17\ \ N\ C_6^{2/5}\ v^{3/5}$	$6{,}17\ \ N\ C_6^{2/5}\ v^{3/5}$

La forme de potentiel en r^{-6} ne semble valable qu'aux grandes distances interatomiques. En effet, appliqué dans le cadre de la théorie des chocs, le potentiel de van der Waals prédit un rapport γ/β constant $K = 2{,}8$ indépendant de la nature du couple atome rayonnant-atome perturbateur et de la température du mélange. De plus, il prévoit un déplacement du maximum de la raie vers les grandes longueurs d'onde. Tout ceci est infirmé par l'expérience. Ce modèle de potentiel étant insuffisant, il faut donc le remplacer par un autre plus réaliste valable aux courtes distances entre atomes aussi bien qu'aux grandes distances.

- Potentiel de Lennard-Jones

Le modèle de potentiel à deux paramètres dont la forme la plus utilisée est :

$$V(r) = \frac{C_{12}}{r^{12}} - \frac{C_6}{r^6}$$

répond en partie aux critiques exprimées ci-dessus. Avec ce potentiel appliqué à la théorie des chocs on obtient :

$$\eta(\rho) = \frac{63\pi}{256} \frac{C_{12}}{\hbar v} \rho^{-11} - \frac{3\pi}{8} \frac{C_6}{\hbar v} \rho^{-5}$$

et de là on tire :

$$\gamma = 4\pi \left(\frac{3\pi}{8}\right)^{2/5} N v^{3/5} C_6^{2/5} B(\alpha)$$

$$\beta = 2\pi \left(\frac{3\pi}{8}\right)^{2/5} N v^{3/5} C_6^{2/5} S(\alpha)$$

où le paramètre α est défini par

$$\alpha = \frac{63\pi}{256} \left(\frac{8}{3\pi}\right)^{11/5} v^{6/5} C_{12} \hbar^{6/5} |C_6|^{-11/5}$$

et les fonctions $S(\alpha)$ et $B(\alpha)$ par :

$$S(\alpha) = \int_0^\infty x \sin(\alpha x^{-11} - x^{-5}) \, dx$$

$$B(\alpha) = \int_0^\infty x \sin^2\left(\frac{1}{2}(\alpha x^{-11} - x^{-5})\right) dx$$

avec $x = \left(\frac{3\pi}{8} \frac{|C_6|}{\hbar v}\right)^{-1/5} \rho$

Les fonctions $S(\alpha)$ et $B(\alpha)$ ont été évaluées numériquement par Hindmarsh et al. (5) dans le cas d'une trajectoire rectiligne et par Herman et Coulaud (6) pour une trajectoire curviligne. On voit que le rapport γ/β prévu n'est plus constant. On a :

$$\gamma/\beta = 2 \frac{B(\alpha)}{S(\alpha)} = F(v, C_6, C_{12})$$

qui dépend de la nature du couple atome rayonnant-atome perturbateur et de la température du mélange. Comme prévu par la théorie des chocs, les valeurs de γ et β, pour une température donnée, sont proportionnelles à la densité des perturbateurs, mais contrairement au potentiel de van der Waals le potentiel de Lennard-Jones prévoit un changement de signe du déplacement β suivant les valeurs de α (et donc de T).

Cependant des désaccords importants subsistent : il semble qu'aux courtes distances interatomiques la partie répulsive du potentiel devienne trop importante. Pour remédier à cela on introduit un terme supplémentaire. Cette méthode, suggérée par Hindmarsh et al. (7) consiste à tenir compte de l'interaction dipôle-quadrupôle qui est de la forme C_8/r^8. Dans ce cas on aura :

$$V_{(r)} = \frac{C_{12}}{r^{12}} - \frac{C_8}{r^8} - \frac{C_6}{r^6}$$

$$\eta(\rho) = \frac{63\pi}{256} \frac{C_{12}}{\hbar v} \rho^{-11} - \frac{5\pi}{16} \frac{C_8}{\hbar v} \rho^{-7} - \frac{3\pi}{8} \frac{C_6}{\hbar v} \rho^{-5}$$

$$\gamma = 4\pi \left(\frac{3\pi}{8}\right)^{2/5} N v^{3/5} C_6^{2/5} B(\alpha,\xi)$$

$$\beta = 2\pi \left(\frac{3\pi}{8}\right)^{2/5} N v^{3/5} C_6^{2/5} S(\alpha,\xi)$$

où $$B(\alpha,\xi) = \int_0^\infty x \sin^2 \left(\frac{1}{2} \left(\alpha x^{-11} - \xi x^{-7} - x^{-5}\right)\right) dx$$

$$S(\alpha,\xi) = \int_0^\infty x \sin \left(\alpha x^{-11} - \xi x^{-7} - x^{-5}\right) dx$$

avec $$\xi = \frac{5\pi}{16} \left(\frac{8}{3\pi}\right)^{7/5} (\hbar v)^{2/5} C_8 / |C_6|^{7/5}$$

$$\alpha = \frac{63\pi}{256} \left(\frac{8}{3\pi}\right)^{11/5} (\hbar v)^{6/5} C_{12} / |C_6|^{11/5}$$

$$x = \left(\frac{3\pi}{8} \frac{|C_6|}{\hbar v}\right)^{-1/5} \rho$$

Nous avons calculé les courbes $S(\alpha,\eta)$ et $B(\alpha,\eta)$ en considérant η comme paramètre. Pour tester nos résultats, nous avons effectué les calculs pour la valeur $\eta = 0$ et nous avons bien retrouvé les valeurs correspondantes fournies par Hindmarsh et al. (5) pour les fonctions $S(\alpha)$ et $B(\alpha)$, avec un écart inférieur à 1%.

CHAPITRE II

A - Vérification des hypothèses de la théorie d'impact

Nous nous proposons de vérifier expérimentalement les hypothèses que nous avons adoptées lors du traitement théorique de l'élargissement des raies. Cela détermine les limites en température et en pression qui définissent le domaine expérimental .

Pour que la théorie d'impact soit applicable il faut d'abord que la condition $t \ll \tau$ soit satisfaite. Le critère de validité s'exprime :

$$\frac{\rho_o}{v} \ll \frac{1}{N v \pi \rho_o^2}$$

ou encore : $N \ll (\pi \rho_o^3)^{-1}$

en remplaçant ρ_o par sa valeur théorique on obtient

$$N \ll \frac{1}{\pi}\left(\frac{3\pi^2}{4}\right)^{-3/5} C_6^{-3/5} v^{3/5} \qquad \text{II.1}$$

Le tableau I donne les valeurs des limites en densité, ainsi que les densités expérimentales maximales pour différentes températures.

Tableau I

λ	Gaz	C_6	T_{min}	$N_{T_{min}}$	$N_{E_{min}}$	T_{max}	$N_{T_{max}}$	$N_{E_{max}}$
5535		$0.337.10^{-30}$	802	$1,4.10^{20}$	$3,6.10^{18}$	1022	$1,5.10^{20}$	$3,5.10^{18}$
4132		$0,907.10^{-30}$	853	$7,9.10^{19}$	$2,0.10^{18}$	918	$8,1.10^{19}$	$5,6.10^{18}$
3889	Ar	$0,116.10^{-29}$	985	$7,1.10^{19}$	$4,8.10^{18}$	1002	$7,2.10^{19}$	$4,8.10^{18}$
3501		$0,189.10^{-29}$	961	$5,3.10^{19}$	$5,0.10^{18}$	985	$5,3.10^{19}$	$5,0.10^{18}$
3071		$0,428.10^{-29}$	966	$3,2.10^{19}$	$5,0.10^{18}$	985	$3,3.10^{19}$	$5,0.10^{18}$
5535		$0,304.10^{-31}$	1026	$1,2.10^{21}$	$4,5.10^{18}$	1059	$1,3.10^{21}$	$4,5.10^{18}$
4132		$0,820.10^{-31}$	1023	$6,6.10^{20}$	$5,0.10^{18}$	1043	$6,6.10^{20}$	$5,0.10^{18}$
3889	He	$0,105.10^{-30}$	1009	$5,7.10^{20}$	$5,0,10^{18}$	1049	$5,7.10^{20}$	$5,0.10^{18}$
3501		$0,171:10^{-30}$	984	$4,2.10^{20}$	$5,0.10^{18}$	1004	$4,2.10^{20}$	$5,0.10^{18}$
3071		$0,387.10^{-30}$	984	$2,6.10^{20}$	$5,0.10^{18}$	1013	$2,6.10^{20}$	$5,0.10^{18}$

Dans ce tableau C_6 est calculé à l'aide de la formule d'Unsöld, T_{min} et T_{max} sont les températures minimale et maximale auxquelles chaque raie a été étudiée, $N_{T_{min}}$ et $N_{T_{max}}$ représentent les valeurs correspondantes de la partie droite de la relation II-1, $N_{E_{min}}$ et $N_{E_{max}}$ sont les valeurs expérimentales maximales des densités de perturbateurs respectivement pour T_{min} et T_{max}.

On voit que la relation II-1 que l'on peut écrire suivant les notations du tableau I : $N_{T_{min}} >> N_{E_{min}}$ et $N_{T_{max}} >> N_{E_{max}}$ est largement vérifiée.

La seconde hypothèse faite est que la trajectoire du perturbateur par rapport à l'atome rayonnant est rectiligne. Pour cela on doit avoir :

$$\frac{\hbar}{mv} << \rho_o$$

ce qui donne pour un potentiel de van der Waals :

$$\frac{\hbar}{mv} << \left(\frac{3\pi^2 C_6}{4v} \right)^{1/5}$$

les applications numériques sont résumées dans le tableau II.

Tableau II

λ	Gaz	T_{min}	$\frac{h}{mv} << \left(\frac{3\pi^2}{4v} C_6\right)^{1/5}$	T_{max}	$\frac{h}{mv} << \left(\frac{3\pi^2}{4v} C_6\right)^{1/5}$
5535		802	$5,5.10^{-11} << 1,3.10^{-7}$	1022	$4,9.10^{-11} << 1,3.10^{-7}$
4132		853	$5,4.10^{-11} << 1,6.10^{-7}$	918	$5,2.10^{-11} << 1,6.10^{-7}$
3889	Ar	985	$5,0.10^{-11} << 1,6.10^{-7}$	1002	$5,0.10^{-11} << 1,6.10^{-7}$
3501		961	$5,1.10^{-11} << 1,8.10^{-7}$	985	$5,0.10^{-11} << 1,8.10^{-7}$
3071		966	$5,0.10^{-11} << 2,1.10^{-7}$	985	$5,0.10^{-11} << 2,1.10^{-7}$
5535		1026	$1,4.10^{-10} << 6,4.10^{-8}$	1059	$1,4.10^{-10} << 6,4.10^{-8}$
4132		1023	$1,4.10^{-10} << 7,8.10^{-8}$	1043	$1,4.10^{-10} << 7,8.10^{-8}$
3889	He	1009	$1,4.10^{-10} << 8,3.10^{-8}$	1049	$2,4.10^{-10} << 8,2.10^{-8}$
3501		984	$1,4.10^{-10} << 9,1.10^{-8}$	1004	$1,4.10^{-10} << 9,1.10^{-8}$
3071		984	$1,4.10^{-10} << 9,1.10^{-7}$	1043	$1,4.10^{-10} << 1,1.10^{-7}$

Il en résulte que ce critère est largement vérifié dans tous les cas. On peut donc dire que l'hypothèse de la trajectoire rectiligne est valable.

D'après Schiff (8), pour que la transition entre les états k et m soit adiabatique il faut que la relation suivante soit satisfaite :

$$\frac{1}{2\pi} \frac{V_{max}}{\Delta E} \frac{T}{t} << 1$$

où T est la période de la transition, $V_{max} = \hbar C_6/\rho_o^6$ l'énergie d'interaction maximale pour le niveau inférieur et ΔE la différence d'énergie entre les états k et m. Les résultats numériques, résumés dans le tableau III montrent que cette relation est également vérifiée.

Tableau III

λ	Gaz	$v_{m/s}$	$\frac{1}{2\pi}\frac{V_{max}}{\Delta E}\frac{T}{t}$	$\frac{1}{2\pi}\frac{V_{max}}{\Delta E}\frac{T}{t}$
5535		$(6,8 \pm 0,4).10^4$	$1,8.10^{-6}$	$5,5.10^{-7}$
4132		$(6,7 \pm 0,2).10^4$	$5,9.10^{-7}$	$4,2.10^{-7}$
3889	Ar	$(7,2 \pm 0,1).10^4$	$8,0.10^{-7}$	$7,3.10^{-7}$
3501		$(7,1 \pm 0,1).10^4$	$6,0.10^{-7}$	$5,3.10^{-7}$
3071		$(7,1 \pm 0,1).10^4$	$4,6.10^{-7}$	$4,2.10^{-7}$
5535		$(2,1 \pm 0,1).10^5$	$6,6.10^{-5}$	$5,7.10^{-7}$
4132		$(2,1 \pm 0,1).10^5$	$3,4.10^{-5}$	$3,1.10^{-7}$
3889	He	$(2,1 \pm 0,1).10^5$	$3,1.10^{-5}$	$2,6.10^{-7}$
3501		$(2,0 \pm 0,1).10^5$	$2,1.10^{-5}$	$1,9.10^{-7}$
3071		$(2,0 \pm 0,1).10^5$	$1,6.10^{-5}$	$1,4.10^{-7}$

On voit que la relation est largement vérifiée.

B - Pour les conditions expérimentales définies précédemment nous calculons les valeurs théoriques des différents effets d'élargissement de raie.

La largeur naturelle est déterminée à partir de l'expression :

$$\Delta\lambda_N = \frac{4\ e^2}{m\ c^2}\ f_{ij}$$

La largeur Doppler est donnée par

$$\Delta\lambda_D = 7,163.10^{-7}\ \lambda_o \sqrt{\frac{T}{M}}$$

où M est la masse de l'atome rayonnant et T la température.

La largeur due aux collisions résonnantes est :

$$\gamma_R = \frac{K}{2\pi\sqrt{3}}\ \frac{e^2}{mc}\ f_{ij}\ \lambda_o\ n$$

où n est le nombre d'atomes à l'état fondamental déduit des tables (9). Les valeurs de f_{ij} sont prises sur (10). La valeur de K dépend des approximations faites par les auteurs. Pour K = 2 on a

$$\Delta\lambda_R = 5{,}12.10^{-30}\ f_{ij}\ \lambda_o^3\ n$$

La largeur due aux collisions Ba-gaz rare est :

$$\Delta\lambda = \frac{17}{2\pi c}\ 10^{-8}\ \lambda_o^2\ C_6^{2/5}\ v^{3/5}\ N$$

Les valeurs numériques sont résumées dans le tableau IV

Tableau IV

λ	Gaz	LN	L D T_{min}	L D T_{max}	L R T_{min}	L R T_{max}	L N R T_{min}	N R T_{max}
5535		8.10^{-4}	0,010	0,011	7.10^{-5}	2.10^{-3}	0,04	0,04
4132		4.10^{-6}	0,007	0,008	8.10^{-7}	2.10^{-6}	0.04	0.04
3889	Ar	4.10^{-6}	0,007	0,007	3.10^{-6}	4.10^{-6}	0,04	0,04
3501		8.10^{-5}	0,007	0,007	2.10^{-5}	3.10^{-5}	0,04	0,04
3071		8.10^{-5}	0,006	0,006	2.10^{-5}	2.10^{-5}	0,04	0,04
5535		8.10^{-4}	0,011	0,011	3.10^{-3}	4.10^{-3}	0,04	0,04
4132		4.10^{-6}	0,008	0,008	7.10^{-6}	9.10^{-6}	0,03	0,03
3889	He	4.10^{-6}	0,008	0,008	4.10^{-6}	8.10^{-6}	0,03	0,03
3501		8.10^{-5}	0,007	0,007	3.10^{-5}	5.10^{-5}	0,03	0,03
3071		8.10^{-5}	0,006	0,006	2.10^{-5}	4.10^{-5}	0,03	0,03

Les notations sont les suivantes :

LN = largeur naturelle selon la théorie quantique
LD = largeur Doppler
LR = largeur résonnante
LNR = largeur due aux collisions Ba-gaz rare

Les largeurs sont exprimées en Å.

Les largeurs résonnante et naturelle sont négligeables devant la largeur non résonnante. Dans ce qui va suivre nous étudierons l'élargissement par collisions avec des atomes de gaz rares et le corrigerons de l'effet Doppler.

CHAPITRE III

Méthodes Expérimentales

A - Dispositif expérimental

Dans nos expériences le baryum est placé dans une cuve d'absorption chauffée par un four à résistance. La cuve d'absorption est un tube d'acier de 200 cm de long et de 2 cm de diamètre intérieur fermé à ses extrémités par des montages supportant une fenêtre en quartz et l'arrivée (ou le départ) du gaz perturbateur (fig. 2) Pour éviter une trop grande déformation de la cuve d'absorption due à la chaleur on l'a placée dans un tube de silice qui sert de support. De plus pour éviter l'oxydation on fait circuler un courant d'azote entre les deux tubes. La température maximale atteinte est de 1100°C.

Le schéma du montage optique est représenté sur la fig. 3. La source d'absorption S est un arc au xénon sous haute pression de type OSRAM XBO 450 Watts qui fournit un spectre continu dans le visible et le proche ultra-violet, La lentille L1 donne une image à l'infini de la source. La lentille L2 forme l'image de S sur le séparateur d'ordre qui est un prémonochromateur dont la dispersion est croisée avec celle du spectrographe. Le spectrographe à réseau (fig..4) reçoit l'image de S par l'intermédiaire de la lentille L3 qui sert de condenseur de lumière.

Le spectrographe à montage EBERT a les caractéristiques suivantes :

- Miroir concave de 3,40 m de distance focale
- Réseau holographique de 3000 traits/mm et de surface gravée 14,6 x 5,8 cm^2.
- Ouverture F/30
- Dispersion inverse : de 0,5 à 0,8 Å/mm dans les différentes régions du spectre.
- Résolution pratique : de l'ordre de 200.000.

Les plaques utilisées sont des Kodak de type IIaO dans l'ultra-violet et IIaF dans le visible.

La mesure de la température est effectuée à l'aide d'un thermocouple chromel-alumel placé dans une gaine de Pythogaras, elle-même installée entre le four et le tube de silice. Le thermocouple est branché à un millivoltmètre et on obtient la température grâce aux tables de conversion (11). Cette température mesurée n'est pas celle existant à l'intérieur de la cuve d'absorption, mais des mesures préliminaires ont permis de chiffrer l'écart entre ces deux températures. De plus, nous avons vérifié la stabilité de la température le long de la cuve d'absorption : l'écart maximal entre deux points utiles de la cuve est 5°C. En apportant les corrections nécessaires à la température mesurée on obtient donc la température réelle dans la cuve d'absorption avec une erreur de 2° au plus sur un point et de 7° au plus sur toute la longueur utile de la colonne d'absorption (voir appendice A). Pour les températures mesurées on obtient finalement une erreur relative inférieure à 1%.

La pression de gaz perturbateur a été mesurée à l'aide d'un manomètre Protais dont la précision est 1% de la mesure. La densité des atomes rayonnants a été calculée par interpolation à partir des valeurs données par (9). Les plus petites pressions de gaz perturbateur sont 10mm Hg et les plus hautes pressions de vapeur de baryum 0,3 mm Hg. On peut donc estimer l'erreur sur la mesure de la pression à 5% au plus.

B - Mesure des paramètres de raie

1) Déplacement : A l'aide d'un comparateur associé à un oscilloscope (description : Appendice B) nous mesurons les distances séparant le maximum de la raie d'absorption des sommets de deux raies du spectre de référence dont on connaît les longueurs d'onde. On détermine la longueur d'onde correspondant au maximum de la raie d'absorption que l'on compare avec sa valeur fournie par les tables (12) et la différence nous donne la valeur du déplacement.

Plusieurs causes d'erreur interviennent

- Erreur au moment du "pointé" des raies : la précision du comparateur est de $\pm$ 1 μ ce qui correspond à $\pm$ 0,0008 Å à 4000 Å.

- Erreur due à l'interpolation : la méthode d'interpolation choisie assimile la courbe de dispersion à une droite. En réalité on observe un écart qui devient important et mesurable lorsque l'on mesure des distances de quelques centimètres. Mais ce qui nous intéresse est la variation du déplacement, et sur cette grandeur l'erreur est du second ordre.

- Une troisième erreur provient de la différence entre les chemins optiques parcourus par les rayons lumineux en émission et en absorption.

Les deux dernières causes d'erreur ne permettent pas de fixer avec précision le déplacement de la raie, mais leur influence est secondaire quant à la détermination de la variation du déplacement. La principale cause d'erreur est la première car elle est parfois du même ordre de grandeur que la variation du déplacement Nous en avons tenu compte dans les calculs du paramètre β/N .

2) Largeur à mi-hauteur : pour l'obtenir nous employons la méthode de photométrie photographique.

L'émulsion photographique est calibrée par interposition d'un échelon de densités connues dans le trajet du faisceau lumineux, ce qui permet d'atténuer dans des rapports connus le rayonnement de la source d'absorption. La courbe réponse est alors obtenue en enregistrant au microdensitomètre les noircissements de la plaque pour les différentes densités de l'échelon. On peut alors facilement relier les déviations enregistrées aux densités du milieu absorbant, c'est-à-dire transformer les déviations en coefficients d'absorption ou en intensités.

Toutefois le profil étant modifié par la fonction d'appareil du spectrographe nous devons procéder à l'opération de déconvolution. La fonction d'appareil du spectrographe est principalement due à la limite en résolution du réseau et à la largeur de la fente. Pour une largeur de fente utilisée de 13 μ on obtient une fonction d'appareil dont la largeur est 0,02 Å, en bon accord avec la résolution pratique de notre système dispersif.

Si g est le profil en intensité observé, a la fonction d'appareil et f le profil vrai, on a la relation suivante :

$$g(x) = \int_{-\infty}^{\infty} a(y)\ f(x-y)\ dy \qquad \text{III-1}$$

La déconvolution consiste à trouver f connaissant g et a.

Cela est simple lorsqu'on connaît les formes analytiques de g et a. On utilise la transformation de Fourier et la relation (III-1) s'écrit :

$$\hat{g} = \hat{f} \cdot \hat{a}$$
$$\hat{f} = \frac{\hat{g}}{\hat{a}}$$

et une transformation inverse de Fourier nous permet d'obtenir f(x). Des difficultés apparaissent lorsque a possède des zéros.

Dans notre cas, nous connaissons les fonctions g et a point par point, sur un intervalle fini. Nous avons donc utilisé un programme mis au point dans notre laboratoire par Moity (13) qui utilise les transformées de Fourier d'un échantillon.

La transformée de Fourier d'un échantillon de N points $(x_i, f(x_i))$ est :

$$\hat{f}(\omega) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} f(x_i) \exp(-i2\pi x_i \omega)$$

La fonction f(x) est définie sur un domaine $-\frac{L}{2}$, $\frac{L}{2}$, et les abcisses d'échantillonnage sont données par :

$$x_i = x_{i-1} + \Delta x = -\frac{L}{2} + (i-1)\,\Delta x$$

On voit que $\hat{f}(\omega)$ est une fonction périodique de période $T = \frac{1}{\Delta x}$.

Lorsque nous appliquons cette méthode à notre problème, nous avons $\hat{g}(\omega)$ et $\hat{a}(\omega)$ sous forme échantillonnée et la restitution du profil vrai nous est donnée par

$$f(x_i) = \sum_{j=1}^{n} \frac{\hat{g}(\omega_j)}{\hat{a}(\omega_j)} \exp(i2\pi\omega_j x_i)$$

Cela est le cas idéal où la fonction observée g n'est pas perturbée par le bruit de fond. Mais en réalité, nos enregistrements sont la superposition de g et du grain de la plaque que nous appelons B; et nous devons traiter le signal :

$$G(x) = g(x) + B(x)$$

G(x) est la fonction réellement observée et B(x) le bruit de fond.

Dans ce cas là on a :

$$\hat{F}(\omega) = \frac{\hat{G}(\omega)}{\hat{a}(\omega)} = \frac{\hat{g}(\omega)}{\hat{a}(\omega)} + \frac{\hat{B}(\omega)}{\hat{a}(\omega)} = \hat{f}(\omega) + \frac{\hat{B}(\omega)}{\hat{a}(\omega)}$$

et la transformée de Fourier inverse nous donne

$$F(x) = f(x) + TF^{-1}\left(\frac{\hat{B}(\omega)}{\hat{a}(\omega)}\right)$$

qui n'est pas la solution recherchée.

Il est donc nécessaire de filtrer la transformée de Fourier du signal enregistré pour éliminer l'influence du bruit de fond. Les variations du bruit de fond étant rapides, sa transformée fournit les composantes hautes fréquences de $\hat{G}$, alors que celles de $\hat{g}$ sont basses fréquences. Les composantes hautes fréquences de $\hat{a}$ sont également négligeables, et l'influence du terme $\frac{B}{\hat{a}}$ est donc importante.

Nous allons donc maintenant, exposer la construction d'un filtre mathématique Φ qui réduira l'importance de $\frac{B}{\hat{a}}$ dans la restitution du vrai profil.

Soit : $\hat{H} = \hat{G}\,\Phi$

et $$\hat{F} = \frac{\hat{H}}{\hat{a}} = (\hat{f} + \frac{\hat{B}}{\hat{a}})\Phi \qquad \text{III-2}$$

Φ doit être tel que la différence $f(x)-F(x)$ soit minimale au sens des moindres carrés. Soit :

$$\varepsilon(x) = \left| f(x) - F(x) \right|^2$$

On doit avoir

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(x)dx = \int_{\infty}^{\infty} \left| f(x) - F(x) \right|^2 dx \quad \text{minimum}$$

Cette relation est conservée dans l'espace des transformées de Fourier. Soit :

$$\int_{-\infty}^{\infty} \hat{\varepsilon}(\omega)\, d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \hat{f}(\omega) - \hat{F}(\omega) \right|^2 d\omega$$

En remplaçant F par sa valeur III-2 on obtient :

$$\Gamma = \int_{-\infty}^{\infty} \left| \hat{f}(\omega) - (\hat{f}(\omega) + \frac{\hat{B}(\omega)}{\hat{a}(\omega)})\Phi(\omega) \right|^2 d\omega$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \left| \hat{f}(\omega)(1-\Phi(\omega)) - \frac{\hat{B}(\omega)}{\hat{a}(\omega)} \Phi(\omega) \right|^2 d\omega$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}^2(\omega)(1-\Phi(\omega))^2 - 2\hat{f}(\omega)(1-\Phi(\omega))\frac{\hat{B}(\omega)}{\hat{a}(\omega)}\Phi(\omega) + \frac{\hat{B}^2(\omega)}{\hat{a}^2(\omega)}\Phi^2(\omega) \, d\omega$$

Le signal f et le bruit B étant non corrélés, l'influence du terme en croix est nulle et l'intégrale se réduit à :

$$\Gamma = \int_{-\infty}^{\infty} \left((\hat{f}(\omega)(1-\Phi(\omega)))^2 + (\frac{\hat{B}(\omega)}{\hat{a}(\omega)} \Phi(\omega))^2 \right) d\omega$$

Le filtre Φ doit rendre Γ minimum, soit :

$$\frac{d\varepsilon}{d\Phi} = 0 = -2(1-\Phi)\,\hat{f}^2 + 2\Phi\,\frac{\hat{B}^2}{\hat{a}^2}$$

où

$$\Phi = \frac{\hat{f}^2}{\frac{\hat{B}^2}{\hat{a}^2} + \hat{f}^2} = \frac{\hat{a}^2\hat{f}^2}{\hat{B}^2 + \hat{a}^2\hat{f}^2} = \frac{\hat{g}^2}{\hat{B}^2 + \hat{g}^2}$$

Mais nous avons vu que $\hat{g}$ n'est pas directement accessible. On connait G, le profil réellement observé. B est le bruit de fond dû au grain de la plaque, et peut être déterminé.

On a donc

$$\hat{G}^2 = \hat{g}^2 + 2\,\hat{g}\,\hat{B} + \hat{B}^2$$

Le terme $2\,\hat{g}\hat{B}$ est le produit d'une fonction basse fréquence $\hat{g}$ et d'une fonction haute fréquence $\hat{B}$ et ne contribue donc pas de façon importante à la valeur de $\hat{G}^2$. On peut donc faire l'approximation :

$$\hat{G}^2 = \hat{g}^2 + \hat{B}^2$$

Ce qui nous donne l'expression du filtre :

$$\Phi = \frac{\hat{G}^2 - \hat{B}^2}{\hat{G}^2}$$

qui est déduite des enregistrements réels.

Le profil obtenu après la déconvolution de la fonction d'appareil est un profil de Voigt dont la composante gaussienne $G(\Delta\lambda)$ est due à l'effet Doppler et la composante lorentzienne $L(\Delta\lambda)$ aux chocs résonnants et non résonnants ainsi qu'à l'amortissement naturel. On a :

$$f(\Delta\lambda) = k_o G(\Delta\lambda) * L(\Delta\lambda)$$

où k_o est le facteur d'intensité (L et G étant normalisées).

$$G(\Delta\lambda) = \frac{2}{\pi \Delta\lambda_D} \exp -\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D} 2\sqrt{\text{Log } 2} \right)^2$$

$$L(\Delta\lambda) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\lambda_L/2}{\Delta\lambda^2 + \frac{\Delta\lambda_L^2}{4}}$$

$\Delta\lambda_D$ étant la largeur Doppler et $\Delta\lambda_L$ la largeur lorentzienne que l'on cherche à déterminer.

Plusieurs auteurs ont calculé les fonctions de Voigt pour différents rapports $\Delta\lambda_L/\Delta\lambda_D$. Nous utilisons la table de Davies et Vaughan (14) qui fournit les fractions lorentzienne et gaussienne de la largeur à mi-hauteur. La figure 5 représente, à titre d'exemple le profil de la raie 5535 avant déconvolution, après déconvolution et calcule.

3) Pour étudier la répartition d'intensité sur les ailes de raies nous avons effectué des expériences aux températures et pressions plus élevées ($T \simeq 1100°C$; $p \simeq 1400$ mm Hg). La détection du flux lumineux provenant de la source à rayonnement continu se fait à l'aide d'un photomultiplicateur RCA C 31034 à 11 étages placé derrière une fente de sortie de 20 μ x 30 mm se trouvant dans la focale du spectrographe. Le photomultiplicateur utilisé a une courbe de réponse spectrale illustrée par la fig 6 . Son efficacité quantique

varie peu (10% environ) entre le rouge et le proche ultraviolet. Dans les conditions d'utilisation données par le constructeur, le courant d'obscurité est de 5.10^{-8} A, le courant d'anode est au maximum 100 nA et le gain est de 5.10^{5}. Le signal amplifié est envoyé sur un enregistreur Kipp et Zonen à deux voies ayant une réponse linéaire de 0.3%. La vitesse du porte-stylet peut atteindre 450 mm/s et la vitesse du déroulement du papier, assuré par un moteur synchrone,peut varier entre 0,5 et 500 mm/min.

Le défilement du spectre se fait par rotation du réseau entrainé par un moteur synchrone accouplé à une boite à 10 vitesses. La vitesse de rotation peut varier entre 0,06 et 60 t/min.

La mesure de l'intervalle spectral des ailes de raies se fait de manière suivante :

Sur les enregistrements effectués dans nos conditions expérimentales de température et de pression sont portés des tops correspondant à des rotations successives du réseau de 30 min. Connaissant avec précision l'angle du réseau de l'origine λ_o de raies fines non déplacées nous pouvons alors aisément déterminer les distances $\Delta\lambda = \lambda_o - \lambda$ sur les ailes. La dispersion a été déterminée dans différentes régions du spectre à l'aide d'une lampe Hg-Ne.

La réponse du système de détection étant proportionnelle au signal capté, c'est-à-dire à $I = I_o \exp -(k(\Delta\lambda)).\ell$, il est donc possible de déterminer l'épaisseur optique $\tau = k\,\Delta\lambda)\ell = \mathrm{Log}(I_o(\Delta\lambda)) - \mathrm{Log}(I(\Delta\lambda))$.

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX

A notre connaissance les travaux portant sur l'élargissement et le déplacement des raies de BaI ont été effectués par ;

- Penkin et Shabanova (15) qui ont mesuré l'élargissement de la raie 5535 Å à la température de 940°K pour des pressions d'argon, de néon, d'hélium et de krypton allant jusqu'à 15 Torrs. Ils ont déterminé, dans l'hypothèse du potentiel de van der Waals appliqué à la théorie des impacts, les valeurs de la constante C_6 et de la section de choc σ.

- Nauman et Michell (16) qui ont mesuré la section de choc pour la même transition, à la température de 3000 °K, à l'aide d'un tube à choc. Leur étude portait sur les couples Ba-Ar et Ba-Ne.

- C'hen et Henry (17) qui ont étudié le comportement de la raie 5535 Å à haute température et haute pression ($T \simeq 2500°K$, $N \simeq 20$ rd) grâce à un compresseur balistique.

Seules les expériences de Penkin et Shabanova ont été réalisées dans un domaine expérimental proche de celui que nous avons exploré. Mais ces auteurs ne donnent pas de renseignements sur le déplacement de la raie 5535 Å.

Les raies étudiées dans ce travail appartiennent aux transitions suivantes :

5535,551 Å	→	$6s^2$	6s 6p
4132,431 Å	→	$6s^2$	5d 6p
3883,316 Å	→	$6s^2$	5d 6p
3501,116 Å	→	$6s^2$	5d 6p
3071,531 Å	→	$6s^2$	6s 7p

Les données expérimentales sont illustrées par les figures et les tableaux suivants.

Les figures 7 à 16 représentent la variation des largeurs et des déplacements (en unité de fréquences angulaires) de raies en fonction de la densité des atomes perturbateurs et de la température du mélange.

L'examen de ces figures permet de constater que :

- la variation de ces paramètres est linéaire avec la densité, le déplacement se fait vers le rouge en présence d'atomes d'argon et vers le violet dans le cas d'hélium, les coefficients γ/N et β/N augmentent en valeur absolue avec la température. Ceci est en accord avec la théorie des impacts et avec les observations d'autres auteurs (18-19) relatives à certains systèmes : atomes rayonnant-perturbateur.

Toutefois contrairement aux prévisions théoriques on observe pour quelques couples Ba-Gaz Rare un changement de signe du déplacement avec la densité des perturbateurs; les valeurs de largeur et de déplacement pour la densité zéro ne sont pas nulles.

Les tablaux V à VII renferment les valeurs numériques des coefficients γ/N et β/N (en sec^{-1}/atomes cm^{-3}) déterminées aux températures de nos expériences et ramenées à la température de 800°K à l'aide des relations suivantes :

Potentiel 6- 2

$$\frac{\alpha_{T_1}}{\alpha_{T_2}} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{0,6}$$

$$\frac{\gamma/N_{T_1}}{\gamma/N_{T_2}} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{0,3} \frac{B(\alpha_{T_1})}{B(\alpha_{T_2})}$$

$$\frac{\beta/N_{T_1}}{\beta/N_{T_2}} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{0,3} \frac{S(\alpha_{T_1})}{S(\alpha_{T_2})}$$

Potentiel 6-8-12

$$\frac{\alpha_{T_1}}{\alpha_{T_2}} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{0,6} ; \frac{\xi_{T_1}}{\xi_{T_2}} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{0,2}$$

$$\frac{\gamma/N_{T_1}}{\gamma/N_{T_2}} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{0,3} \frac{B(\alpha_{T_1}, \xi_{T_1})}{B(\alpha_{T_2}, \xi_{T_2})}$$

$$\frac{\beta/N_{T_1}}{\beta/N_{T_2}} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{0,3} \frac{S(\alpha_{T_1}, \xi_{T_1})}{S(\alpha_{T_2}, \xi_{T_2})}$$

Le recouvrement des valeurs ramenées à 800°K est assez bon compte tenu du pourcentage d'erreur admis sur les valeurs expérimentales. Cependant on constate une divergence avec les prévisions théoriques lorsque le perturbateur est l'argon. En effet,

on voit sur le tableau V qu'une augmentation de la température se traduit par un accroissement en valeur absolue de β/N alors que la théorie prévoit un accroissement algébrique.

Détermination des constantes de potentiel d'interaction.

1) Potentiel de Lennard-Jones

Dans ce but nous calculons les fonctions $S(\alpha)$ et $B(\alpha)$ pour des valeurs de α variant entre 10^{-4} et 10^{4} et nous les comparons à celles fournies par Hindmarsh et al. (5). L'accord entre ces deux séries de valeurs est bon (écart inférieur à 1%). Les courbes représentant ces fonctions sont illustrées par les figures 17 à 19 La mesure de $\beta/N/\gamma/N$ fournit le rapport $S(\alpha)/2B(\alpha)$, de la on déduit la valeur de α et celles des fonctions $S(\alpha)$ et $B(\alpha)$. Les constantes C_6 et C_{12} sont alors déterminées à l'aide des relations

Le tableau VIII contient les valeurs ainsi obtenues. On voit que pour la même transition les valeurs correspondant à deux températures sont différentes. Cependant les marges d'erreur sur β/N et γ/N sonttelles qu'il existe une intersection entre les deux zones d'incertitude.

2) Potentiel 6-8-12

Il n'est pas possible de calculer les trois constantes de ce potentiel à l'aide de deux mesures seulement (β/N et γ/N). Aussi nous utilisons la méthode proposée par Hindmarsh et al. (7) qui est basée sur le calcul d'une valeur ζ_0 à partir des valeurs théoriques de ΔC_8 et ΔC_6 données par les relations :

$$C_6 = e^2 \alpha_D (\bar{r}_f^2 - \bar{r}_i^2)$$

$$C_8 = e^2 \left[\frac{3}{2} \alpha_D (\bar{r}_f^4 - \bar{r}_i^4) + \frac{5}{2} \alpha_Q (\bar{r}_f^2 - \bar{r}_i^2) \right]$$

avec $$\bar{r}^2 = \frac{a_o^2}{2} n^{*2} \left[5n^{*2} + 1 - 3\ell(\ell + 1) \right]$$

et $$\bar{r}^4 = \frac{a_o^4}{8} n^{*4} \left[63 n^{*4} + 12 - 35 n^{*2} (2\ell^2 + 2\ell - 3) + 5\ell(\ell + 1)(3\ell^2 - 3\ell - 10) \right]$$

α_D est la polarisabilité dipolaire du perturbateur, α_Q la polarisabilité quadrupolaire, n^* le nombre quantique effectif, $\bar{r}^2_{f(i)}$ la valeur moyenne du carré et $\bar{r}^4_{f(i)}$ la valeur moyenne de la puissance quatrième de la distance noyau-électron optique de l'atome rayonnant pour l'état final (initial).

On remarque que le paramètre ζ dépend de la température, de la transition et de la nature du couple. Les courbes $S(\alpha,\zeta)$ et $B(\alpha,\zeta)$ ont été calculées pour toutes les valeurs de ζ nécessaires. Nous en montrons quelques-unes sur les figures 17 - 19

Les valeurs de ΔC_6 et ΔC_{12} ainsi obtenues apparaissent dans le tableau IX. De même que pour le potentiel de Lennard-Jones l'accord est assez bon entre les valeurs expérimentales relatives à deux températures.

3) Le tableau X contient les valeurs de la constante ΔC_6 obtenues par ces deux méthodes ainsi que sa valeur théorique calculée à l'aide de la formule d'Unsöld. On voit que les valeurs déterminées avec le potentiel 6-8-12 sont les plus proches des valeurs théoriques.

Les figures 20 à 23 représentent les courbes $\Delta V(r)$, pour les systèmes Ba(6^1S-6^1P^o) - He et Ba (6^1S-6^1P^o)-Ar, obtenues à partir des valeurs expérimentales de ΔC_6 et ΔC_{12} ainsi que les enveloppes d'erreur. La figure 24 montre l'allure des courbes $\Delta V(r)$ pour le système Ba(6^1S-6^1P^o)-He dans l'hypothèse de potentiel de la forme V(6-12) et de V(6-8-12). On remarque que le potentiel de Lennard-Jones est moins répulsif que le potentiel 6-8-12 car l'adjonction du terme $\Delta C_8/r^8$ se traduit par une diminution de ΔC_6 et une augmentation de ΔC_{12} qui prédomine aux faibles distances interatomiques.

Ailes de raies

Les mesures d'absorption sur les ailes de raies de baryum élargies ont été faites pour quelques températures du mélange et quelques pressions du gaz perturbateur. Les densités n de vapeur de baryum sont comprises entre $2,7.10^{14}$ et $1,7.10^{17}$ atomes/cm^3 et les densités N des perturbateurs varient entre $1,4.10^{18}$ et $1,4.10^{20}$ atomes/cm^3.

Les figures 25 et 26 représentent, à titre d'exemple, la variation du coefficient d'absorption réduit $K(\Delta\lambda)/(N.n)$ avec la distance $\Delta\lambda$ du centre de raie pour les ailes rouge et violette des raies 5535 Å et 3501 Å perturbées par l'hélium et l'argon.

Les points expérimentaux se chevauchent sauf pour les faibles valeurs de $\Delta\lambda$ où leur dispersion peut provenir de la distorsion due à la fonction d'appareil.

Le profil final englobe la plupart des points expérimentaux et s'étend sur un grand intervalle de valeurs.

On remarque, par exemple, d'après la figure 25 que le profil de l'aile rouge de la raie 5535 Å perturbée par l'argon suit approximativement la loi en $(\Delta\lambda)^{-3/2}$ en accord avec la théorie statistique appliquée à un potentiel de van der Waals. La distribution d'intensité sur l'aile violette s'approche par contre d'une loi en $(\Delta\lambda)^{-3}$ qui est plus rapide que celle donnée par Lindholm en $(\Delta\lambda)^{-7/3}$ et beaucoup plus rapide encore que celle prévue pour une interaction de répulsion pure.

Nos mesures sur d'autres raies de baryum fournissent des valeurs de pentes, contenues dans le tableau XI, variant entre -1,5 et -3,4 pour l'aile rouge et entre -1,4 et -3 sur l'aile violette.

Les figures 28 et 30 qui représentent la variation du coefficient d'absorption de l'aile violette de la raie 3501 Å montrent également la présence d'un maximum diffus dont la largeur et l'intensité évoluent avec la température et la densité des atomes d'argon ou d'hélium. Ceci est illustré, en détail, par les figures 31 à 34.

Le tableau XII renferme l'ensemble de nos données relatives aux satellites observés sur l'aile violette des raies de baryum en présence d'argon et d'hélium.

CHAPITRE V

DISCUSSION

1) - Nos résultats expérimentaux concernant les élargissements et les déplacements de quelques raies de BaI par suite de l'interaction avec l'hélium et l'argon ont été traités suivant la théorie des chocs appliquée aux potentiels 6-12 et 6-8-12.

Nos données comparées à celles de Penkin et Shabanova (15) apparaissent dans le tableau suivant :

	Les auteurs			Ce travail				
Gaz	T°K	γ/N	C_6	T°K	γ/N	T°K	γ/N	C_6
Ar	940	$0,278.10^{-8}$	142.10^{-60}	802	$0,226.10^{-8}$	854	$0,285.10^{-8}$	111.10^{-60}
He	940	$0,302.10^{-8}$	37.10^{-60}	1026	$0,280.10^{-8}$	1059	$0,308.10^{-8}$	23.10^{-60}

Compte tenu de l'erreur sur nos valeurs et du manque d'information sur la précision de celles de Penkin et Shabanova, il n'y a pas de désaccord notable.

Nos résultats s'avèrent également en bon accord avec ceux de Hindmarsh (20) et de Farr et Hindmarsh (21) relatifs à certaines raies des alcalino-terreux.

On a pour les rapports $\gamma N/\gamma N$ les valeurs suivantes :

	Ca (6573)	Sr (4607)	Ba(5535)
He	20 ± 6		16 ± 5
Ar	$-3,5 \pm 0,4$	$-1,7 \pm 0,1$	$-1,4 \pm 0,4$

et pour les rapports $C_{6\text{-A}}/C_{6\text{-He}}$

Ca (6573)	Sr (4607)	Ba (5535)	Théorique
5,4	4,1	15,5	11

Les valeurs calculées à l'aide de l'approximation hydrogénoïde d'Unsöld sont généralement plus faibles. Cette approximation doit mal s'appliquer au système à 56 électrons qu'est l'atome de baryum.

Fullerton et Cowley (22) ont montré l'importance des termes d'ordre élevé dans le potentiel d'interaction dans le cas de la raie 6573 Å de CaI perturbée par l'hélium et l'argon.

Suivant la forme de potentiel les valeurs de γ/N (en 10^9 s^{-1}/atome cm^{-3}) sont :

	1	2	3	4
Ca-He	2,7	3,6	4,0	3,5
Ca-Ar	2,6	3	3,0	2,3

1 : r^{-3} ; 2 : r^{-5} ; 3 : ∞ ; 4 expérimental.

L'accord avec l'expérience est alors plus satisfaisant.

Il est intéressant de noter que les modèles de potentiel 6-12 et 6-8-12 sont isotropes alors que le potentiel réel est anisotrope. Butaux, Schuller et Lennuier (23) ont montré l'influence de cette anisotropie sur les valeurs de C_6 et C_{12} dans le cas d'un potentiel de Lennard-Jones. Ils estiment l'écart à 20% pour C_{12} et 5% pour C_6. Malheureusement il n'existe pas de méthode expérimentale directe pour déterminer la constante d'anisotropie de la partie répulsive du potentiel.

2) - Le désaccord entre les distributions d'intensité théorique et expérimentale sur les ailes de raies a été également signalé dans certains cas par d'autres auteurs.

Ainsi Ch'en et Phelps (24) ont constaté, par exemple, que le coefficient d'absorption réduit calculé pour l'aile violette de la raie 8944 Å de CsI est au moins d'un facteur trois inférieur à la valeur expérimentale à une distance de 2 Å du centre de la raie; cette divergence croît, en outre, lorsque cette distance augmente. Farr et Hindmarsh (21) ont trouvé une variation du coefficient d'absorption sur l'aile rouge de la raie 4607 Å de SrI élargie par l'hélium, suivant $(\Delta\lambda)^{-2}$ à une distance de 4 Å du centre; ce qui est en accord avec la théorie des impacts.

Par contre, dans le cas de l'aile rouge de la raie 4047 Å de KI perturbée par le krypton, Mc Cartan et Hindmarsh (25) ont constaté que cette variation s'écarte de la loi en $(\Delta\lambda)^{-2}$.

Les mesures de Behmenburg (26) (27) montrent également dans le cas des systèmes Hg (2536 Å)-He et Hg (2536)-A que les pentes de la droite représentant la fonction log K-log$\Delta\lambda$ varient entre -1,5 et -2 jusqu'à $\Delta\lambda$ = 13 Å et au-delà la variation de cette fonction devient exponentielle.

3) - On remarque d'après le tableau XII que les distances mesurées du satellite violet au centre de raies sont plus importantes lorsque la raie est perturbée par l'hélium que par l'argon. Ces résultats sont en bon accord avec les mesures relatives aux alcalins (28).

Les figures 31-34 montrent que l'intensité du satellite violet croît avec la température du mélange Ba- Gaz rare et avec la densité des perturbateurs. Nos expériences ne couvrant qu'un domaine relativement restreint de températures et de densités ne permettent guère de mettre en évidence une variation quantitative.

En se basant sur un grand nombre de résultats expérimentaux Granier et Granier (29) ont proposé, récemment, pour la dépendance de la fréquence $\nu_S - \nu_R$ en fonction de la densité et de la température une expression empirique suivante

$$\nu_S - \nu_R = A \exp(-\gamma N T^{1/2}) + B N T^{1/2}$$

où A, B et γ sont des coefficients caractéristiques des couples d'atomes considérés.

Quant à la variation de l'intensité relative du satellite et de la raie ces auteurs admettent une proportionalité avec le produit des densités numériques des atomes actifs et perturbateurs suivant une loi en :

$$I_S = I_1 \, n_a \, N_p$$

où I_1 est le coefficient d'absorption binaire qui dépend de la température.

CONCLUSION

Dans ce travail nous nous sommes proposés d'étudier l'évolution d'un profil spectral par suite des chocs entre l'atome absorbant et les atomes étrangers.

Nous nous sommes efforcés de donner dans des conditions expérimentales variées, des résultats numériques portant sur les profils (largeur, déplacement, coefficient d'absorption sur les ailes, satellite violet) de quelques raies de baryum perturbées par l'argon et l'hélium. Nos mesures ont été interprétées dans le cadre des théories des impacts et statistique appliquées à des potentiels d'interaction du type 6-12 et 6-8-12. Nous avons constaté certains désaccords entre les données expérimentales et les prévisions théoriques.

Il est évident que l'interprétation du phénomène d'élargissement de raies par des neutres est loin d'être satisfaisante surtout dans le cas des atomes à structure complexe.

Il s'avère donc nécessaire d'élaborer des modèles de potentiel plus raffinés basés sur des calculs précis des fonctions d'onde moléculaire et des énergies des transitions moléculaires formées par des interactions entre atome rayonnant et atome perturbateur.

D'autre part, des travaux expérimentaux menés par des techniques modernes apporteront également une forte contribution à la compréhension de ces problèmes qui sont de grande actualité en physique moléculaire et en astrophysique.

Bibliographie Générale

1 - ANDERSON, P.W. - Phys. Rev. 76, p.647 (1949).

FOLEY, H.M. - Phys. Rev. 69, p. 619 (1946).

HINDMARSH, W.R. and FARR, J.M. - Collisions broadening of spectral lines by neutral atoms.

KUHN, H.G. - Atomic Spectra (Longmans, 1962).

MARGENAU, H. and KESTNER, N.R. - Theory of intermolecular forces (Pergamon Press).

SOBEL'MAN - An introduction of the theory of the atomic spectra (Pergamon Press).

TORRENS - Interatomic potential

Bibliographie

2 - FIRSOW - J. Expt. Theoret. Physic (URSS), 24, p.279 (1953).

3 - LONDON, F. - Zeits. f. Physik, 63, p. 245 (1930).

4 - MARGENAU, H. - Phys. Rev., 4, p. 387 (1932).

5 - HINDMARSH, W.R., PETFORD, A.D. and SMITH, G. - Proc. R. Soc. A297, p. 296 (1967).

6 - HERMAN , L. et COULAUD, G. - J.Q.S.R.T. 10, p. 54 (1970).

7 - HINDMARSH, W.R., DUPLESSIS, A.N. and FARR, J.M. - Jour. Phys. B3, L5 (1970).

8 - SCHIFF, L.I. - Quantum Mechanics (Mc Graw-Hill) (1955).

9 - ORR, ANDERSON, HOLTGREN and KELLEY - Selected values of thermodynamic properties of metals and alloys (1963).

10 - MILES, B.M. and WIESE, W.L. - N B S Technical Note 474 (Janvier 1969).

11 - SURRUGUE - Technique du laboratoire.

12 - M. I. T. Wave length Tables.

13 - MOITY, J. - Thèse Paris (1973).

14 - DAVIES, J.T. and VAUGHAN, J.M. - Astrophys. J., 137, p. 1302 (1963).

15 - PENKIN, N.P. et SHABANOVA, L.N. - Opt. Spectros. 25, p. 446 (1968)

16 - NAUMAN, F. and MICHELL, K.W. - Z. Naturforsch A 27a, n° 10 p. 145 (1972).

17 - CH'EN, S. and HENRY, P.K. - J.Q.S.R.T., 13, p. 385 (1973).

18 - EBBY, N'DEDE - Thèse Paris (1974)

19 - PUJOL, G. - Thèse Paris (1974).

20 - HINDMARSH, W.R. - M.N.R.A.S., 121, 48 (1960).

21 - FARR, J.M. and HINDMARSH, W.R. - J. Phys. B. Atom. Molec. Phys. 4, p. 568 (1971).

22 - FULLERTON, W. and COWLEY, C. - Astrophys. J., 162, p. 327 (1970).

23 - BUTAUX, SCHULLER et LENNUIER - J. de Physique, 33, p. 635 (Juillet 1972).

24 - CH'EN, C.L. and PHELPS, A.V. - Phys. Rev. A, 7, n°2, p. 470 (1973).

25 - Mc CARTAN, D.G. and HINDMARSH, W.R. - J. Phys. B, 2, p. 1395 (1969).

26 - BEHMENBURG, W. - Z. Natur., 27a, p. 31 (1972).

27 - BEHMENBURG, W. - Habilitationsschrift, Saarbrucken (1970).

28 - CH'EN, S. and TAKEO - Rev. Mod. Phys., 29, p.20 (1957).

29 - GRANIER, J. et GRANIER, R. J.Q.S.R.T., 13, p. 473 (1973).

	Ar			He		
λ	T°K	$\gamma/N \times 10^8$	$\beta/N \times 10^8$	T°K	$\gamma/N \times 10^8$	$\beta/N \times 10^9$
5535	802	0,226	-0,I65	I026	0,280	0,22I
	854	0,285	-0,I88	I059	0,308	0,262
4I32	9I8	0,425	-0,I29	I023	0,365	0,785
	853	0,367	-0,II0	I043	0,392	0,85I
3889	985	0,499	-0,I93	I009	0,6I3	I,I70
	I002	0,564	-0,2I0	I049	0,797	I,430
350I	96I	0,805	-0,33I	984	I,250	3,030
	985	0,922	-0,38I	I004	I,690	3,320
307I	985	I,I50	-0,420	I0I3	I,390	3,2I0
	966	0,9I3	-0,346	984	I,260	2,930

TABLEAU V Valeurs expérimentales de γ/N et β/N

la précision est : β/N 6 %

γ/N I5 %

les unités sont : γ/N et β/N : $s^{-1}/atomes/cm^3$

T : °K

	Ar			He		
λ	T°K	$\gamma/N \times 10^8$	$\beta/N \times 10^8$	T°K	$\gamma/N \times 10^8$	$\beta/N \times 10^9$
5535	802	0,226	-0,165	1026	0,252	0,152
	854	0,278	-0,189	1059	0,274	0,177
4132	918	0,400	-0,136	1023	0,329	0,687
	853	0,357	-0,113	1043	0,350	0,739
3889	985	0,461	-0,199	1009	0,554	0,974
	1002	0,518	-0,218	1049	0,709	1,220
3501	961	0,746	-0,338	984	1,150	2,810
	985	0,845	-0,390	1004	1,540	2,920
3071	985	1,060	-0,435	1013	1,260	2,840
	966	0,850	-0,356	984	1,160	2,610

TABLEAU VI

Valeurs de γ/N et β/N ramenées à 800°K dans l'hypothèse d'un potentiel de LENNARD-JONES

Précision : β/N : 16 %

γ/N : 13 %

même unités que dans le tableau V

	Ar			He		
λ	T °K	$\gamma/N \times 10^8$	$\beta/N \times 10^8$	T°K	$\gamma/N \times 10^8$	$\beta/N \times 10^9$
5535	802	0,226	-0,I65	I026	0,250	0,I6I
	854	0,277	-0,I90	I059	0,270	0,I80
4I32	9I8	0,398	-0,I36	I023	0,33I	0,700
	853	0,356	-0,II3	I043	0,353	0,752
3889	985	0,457	-0,200	I009	0,556	0,998
	I002	0,5I2	-0,220	I049	0,7I0	I,I80
350I	96I	0,74I	-0,349	984	I,I50	2,700
	985	0,839	-0,404	I004	I,530	2,800
307I	985	I,050	-0,446	I0I3	I,260	2,9I0
	966	0,839	-0,365	984	I,I50	2,660

TABLEAU VII

Valeurs de γ/N et β/N ramenées à 800°K dans l'hypothèse d'un potentiel 6-8-I2

Précision : γ/N I6 %

β/N I3 %

même unités que dans le tableau V

λ	T	$C_6 \times 10^{30}$	$C_{12} \times 10^{71}$	$\varepsilon \times 10^{15}$	σ
5535	802	0,779	0,113	1,400	10.20
	854	1,620	0,384	1,140	11,50
4132	918	2,900	2,920	0,476	14,70
	853	2,110	1,530	0,481	13,90
3889	985	4,540	6,160	0,555	14,40
	1002	6,007	11,700	0,509	16,41
3501	961	15,600	88,700	0,457	19,60
	985	21,600	177,000	0,437	20,80
3071	985	35,900	616,000	0,345	23,60
	966	20,700	179,000	0,396	21,00

Tableau VIIIa- Valeurs de C_6 et C_{12} dans l'hypothèse d'un potentiel de Lennard-Jones pour le couple Ba-Ar

λ	T	$C_6 \times 10^{30}$	$C_{12} \times 10^{71}$	$\varepsilon \times 10^{15}$	σ
5535	1026	0,070	0,001	0,574	7,65
	1059	0,084	0,002	0,534	7,99
4132	1023	0,046	0,004	0,081	9,92
	1043	0,053	0,006	0,075	10,30
3889	1009	0,259	0,086	0,120	12,30
	1049	0,493	0,340	0,118	13,80
3501	984	0,663	4,030	0,018	19,80
	1004	3,000	23,300	0,064	20,70
3071	1013	5,120	753,000	0,006	33,70
	984	4,050	469,000	0,006	36,60

Tableau VIIIb - Valeurs de C_6 et C_{12} dans l'hypothèse d'un potentiel de Lennard-Jones pour le couple Ba-He

λ	T	$C_6 \times 10^{30}$	$C_8 \times 10^{44}$	$C_{12} \times 10^{71}$	$\varepsilon \times 10^{15}$	σ
5535	802	0,762	0,155	0,133	0,941	10,70
	854	1,270	0,155	0,449	0,673	12,20
4132	918	2,310	0,615	3,210	0,327	15,20
	853	1,680	0,615	1,680	0,363	14,30
3889	985	3,710	0,899	7,300	0,359	16,30
	1002	4,871	0,899	13,600	0,318	17,24
3501	961	12,300	2,006	104,000	0,253	20,80
	985	16,900	2,006	208,000	0,236	22,20
3071	985	26,400	8,423	739,000	0,169	25,30
	966	15,400	8,423	220,000	0,210	22,50

Tableau IXa - Paramètres du potentiel 6-8-12 pour le couple Ba-Ar

λ	T	$C_6 \times 10^{30}$	$C_8 \times 10^{44}$	$C_{12} \times 10^{71}$	$\varepsilon \times 10^{15}$	σ
5535	1026	0,046	0,014	0,002	0,412	7,85
	1059	0,051	0,014	0,002	0,336	8,32
4132	1023	0,035	0,055	0,005	0,280	8,77
	1043	0,041	0,055	0,007	0,191	9,37
3889	1009	0,174	0,080	0,097	0,077	12,80
	1049	0,351	0,080	0,385	0,062	14,70
3501	984	0,551	0,179	4,250	0,013	20,40
	1004	2,050	0,179	25,600	0,028	23,30
3071	1013	3,300	0,757	786,000	0,003	35,60
	984	2,960	0,757	482,000	0,003	34,20

Tableau IXb - Paramètre du potentiel 6-8-12 pour le couple Ba-He

Ar					He			
		$^{1}C_6 \times 10^{30}$	$^{2}C_6 \times 10^{30}$	$^{3}C_6 \times 10^{30}$	T	$^{1}C_6 \times 10^{30}$	$^{2}C_6 \times 10^{30}$	$^{3}C_6 \times 10^{30}$
5535	802	0,337	0,779	0,762	I026	0,030	0,070	0,046
	854	0,337	I,620	I,270	I059	0,030	0,084	0,05I
4I32	9I8	0,907	2,900	2,3I0	I023	0,082	0,046	0,035
	853	0,907	2,II0	I,680	I043	0,082	0,053	0,04I
3889	985	I,I60	4,540	3,7I0	I009	0,I06	0,249	0,I74
	I002	I,I60	6,007	4,87I	I049	0,I06	0,493	0,35I
350I	96I	I,890	I5,600	I2,300	984	0,I7I	0,663	0,55I
	985	I,890	2I,600	I6,900	I004	0,I7I	3,000	2,050
307I	985	4,280	35,900	26,400	I0I3	0,387	5,I20	3,800
	966	4,280	20,700	I5,400	984	0,387	4,050	2,960

TABLEAU X Comparaison entre les C_6 obtenus

I/ par la formule de Unsöld

2/ par un potentiel 6-I2

3/ par un potentiel 6-8-I2

Tableau XI

λÅ	Gaz	T°K	Aile bleue	Aile rouge
4132	A	1216	-1,8	-2,1
		1386	-1,6	-2,6
	He	1073		
		1209		
3889	A	1216	-2,2	-2
		1386	-2,4	-2
	He	1073		
		1209		
3501	A	1216	-3,5 S	-3
		1386	-2 S	-2,45
	He	1073	-1,6	-2,4
		1209	-1,4	-2,2 à -3,2
3071	A	1216	-2,6	-2,6
		1386	-2,4	-1,5
	He	1073	S	-3,4
		1209	S	-2,3

1) La lettre S signale que le satellite empêche la détermination précise de la pente

2) Les vides sont dus aux déplacements des raies

Tableau XII

λ Å	Gaz	T°K	$\Delta \times_{cm}^{-1}$
4132	Ar	1216	
		1386	39
	He	1073	
		1209	
3889	Ar	1216	40
		1386	53
	He	1073	
		1209	86
3501	Ar	1216	49
		1386	49
	He	1073	205
		1209	205
3071	Ar	1216	*
		1386	*
	He	1073	80
		1209	80

- Les blancs indiquent l'incertitude quant à la présence de satellite
- Les * signalent que nous n'avons pas observé de satellite

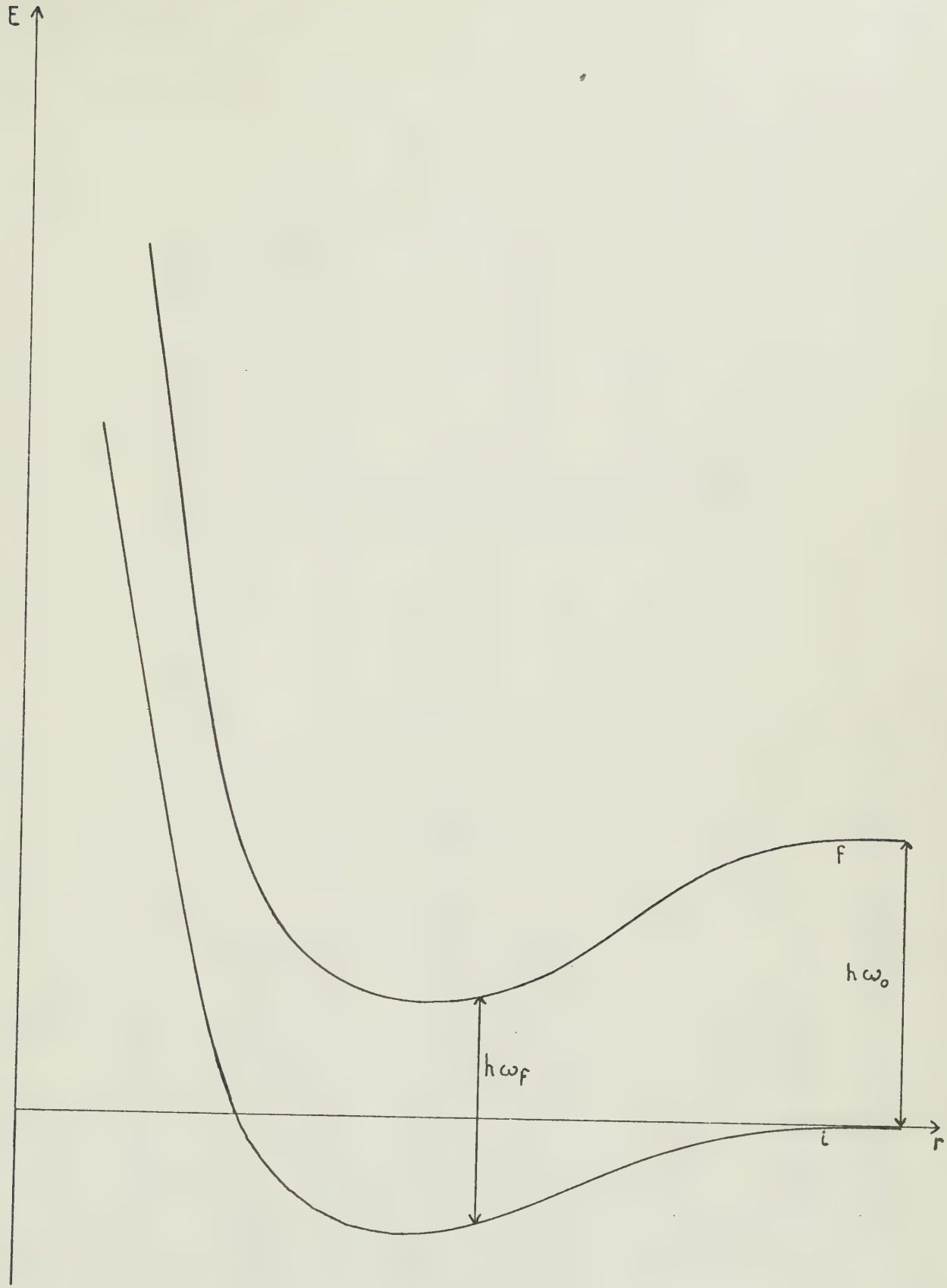


Fig. 1 - Influence des perturbateurs sur les niveaux d'énergie de l'atome rayonnant.

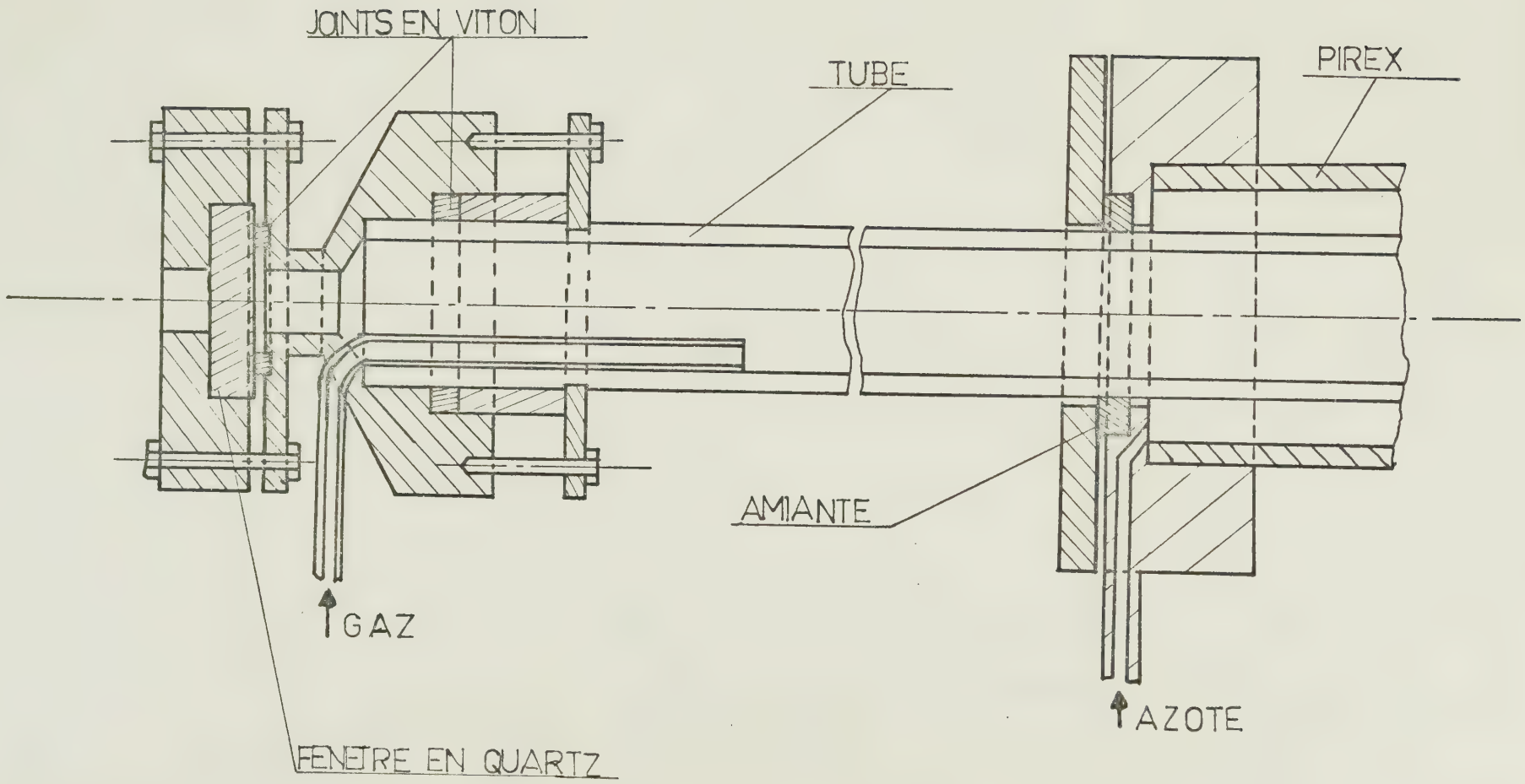


Fig. 2 Schéma du four

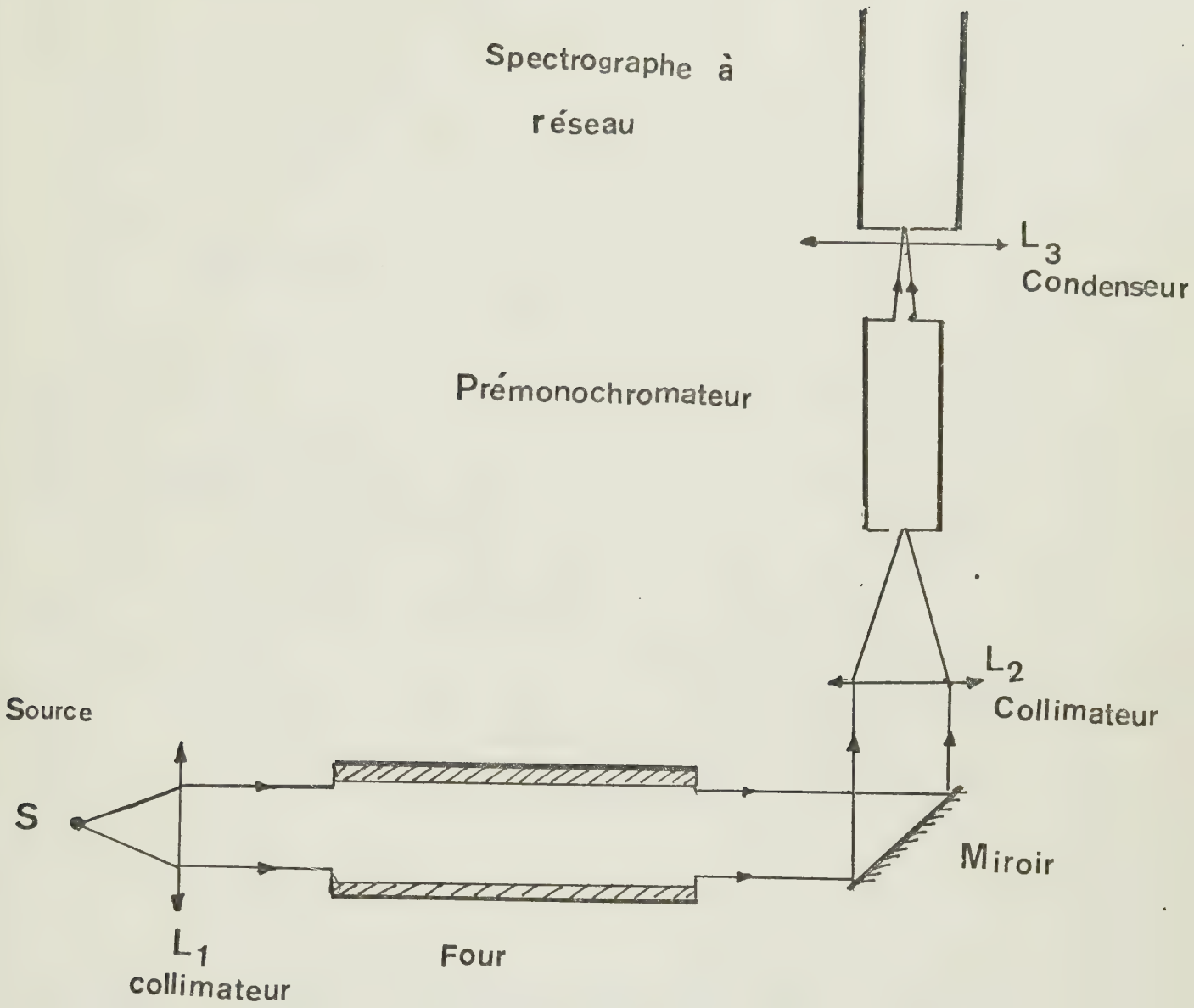


Fig. 3 Schéma du dispositif expérimental

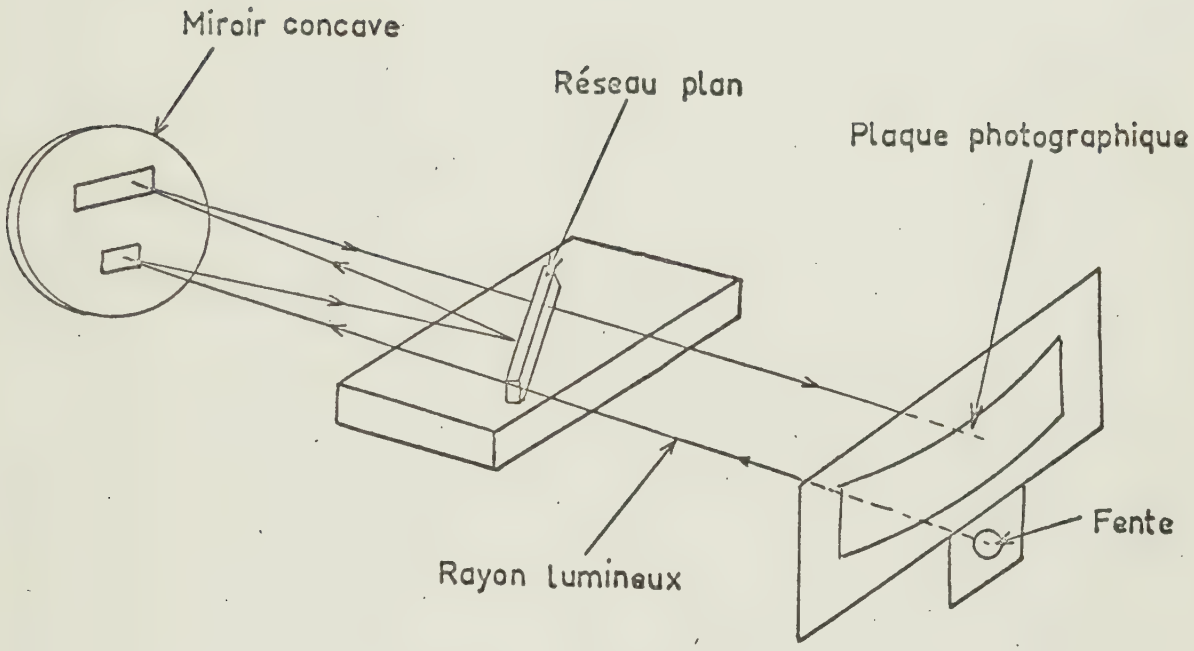


FIG 4 SCHÉMA OPTIQUE SIMPLIFIÉ DU SPECTROGRAPHE JACO EBERT.

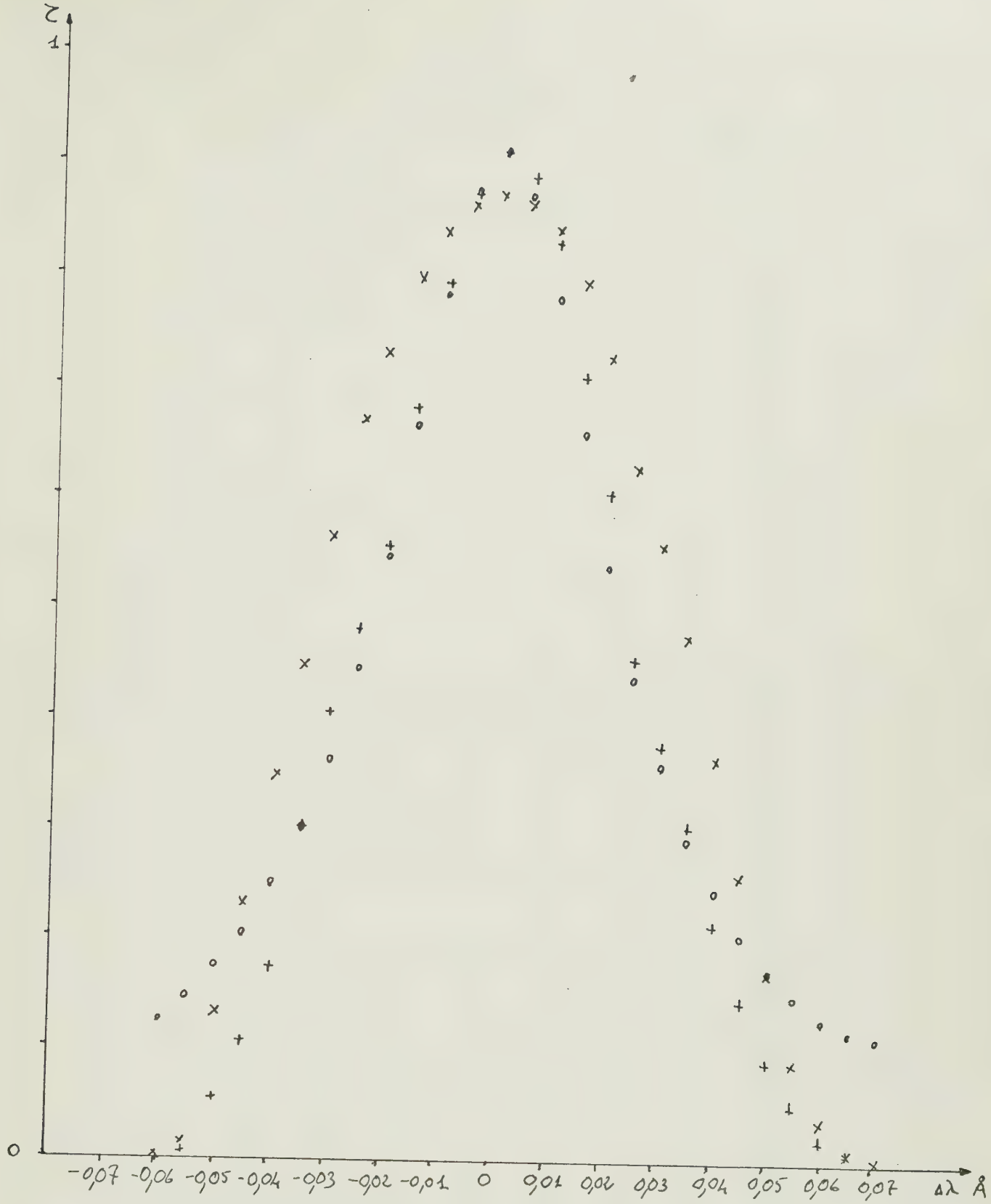


Fig. 5 - Profil de la raie 5535 Å

x : expérimental

+ : après déconvolution

o : calculé

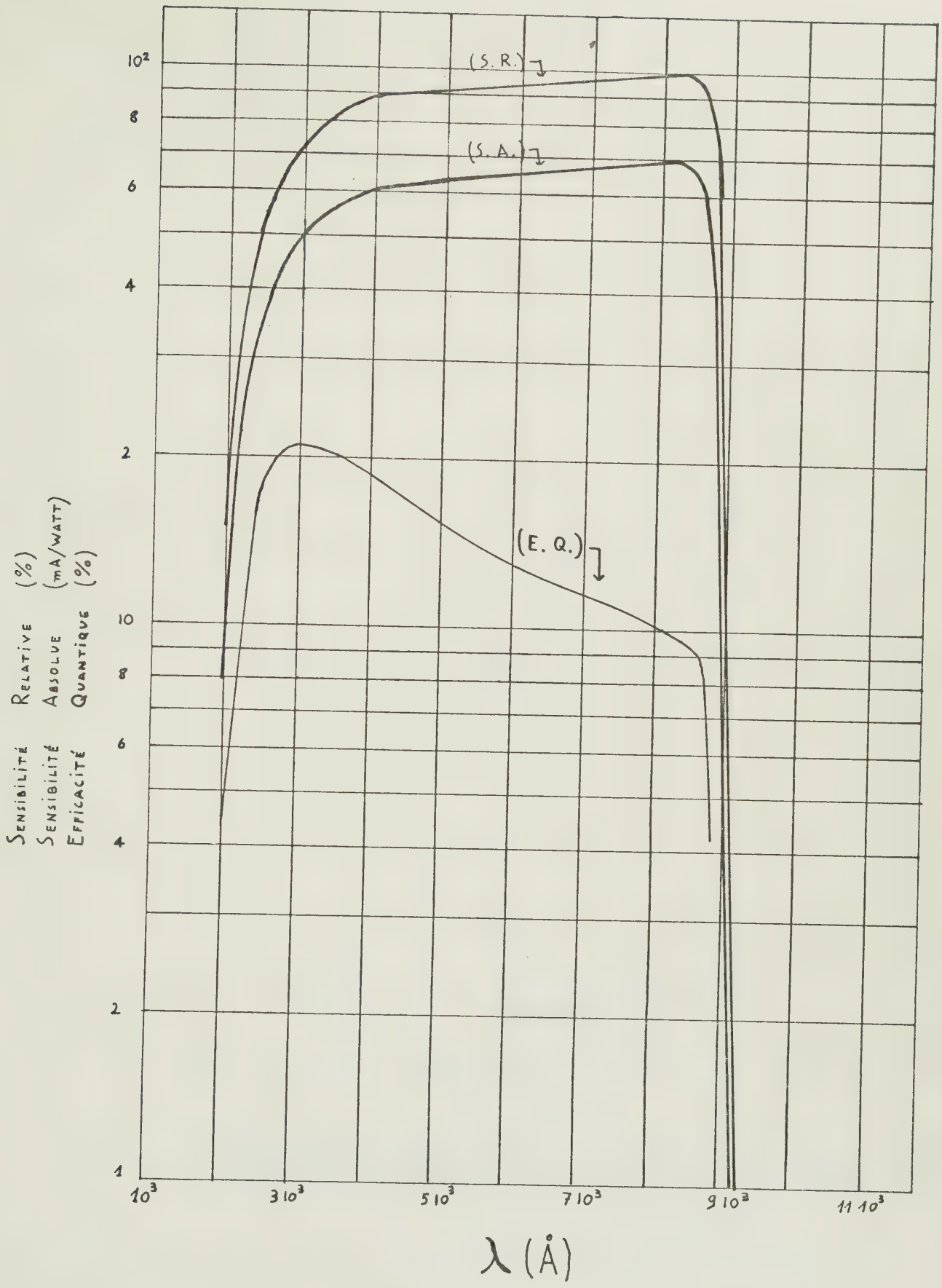


Fig. 6 - Courbes de réponse spectrale du photomultiplicateur RCA 31034

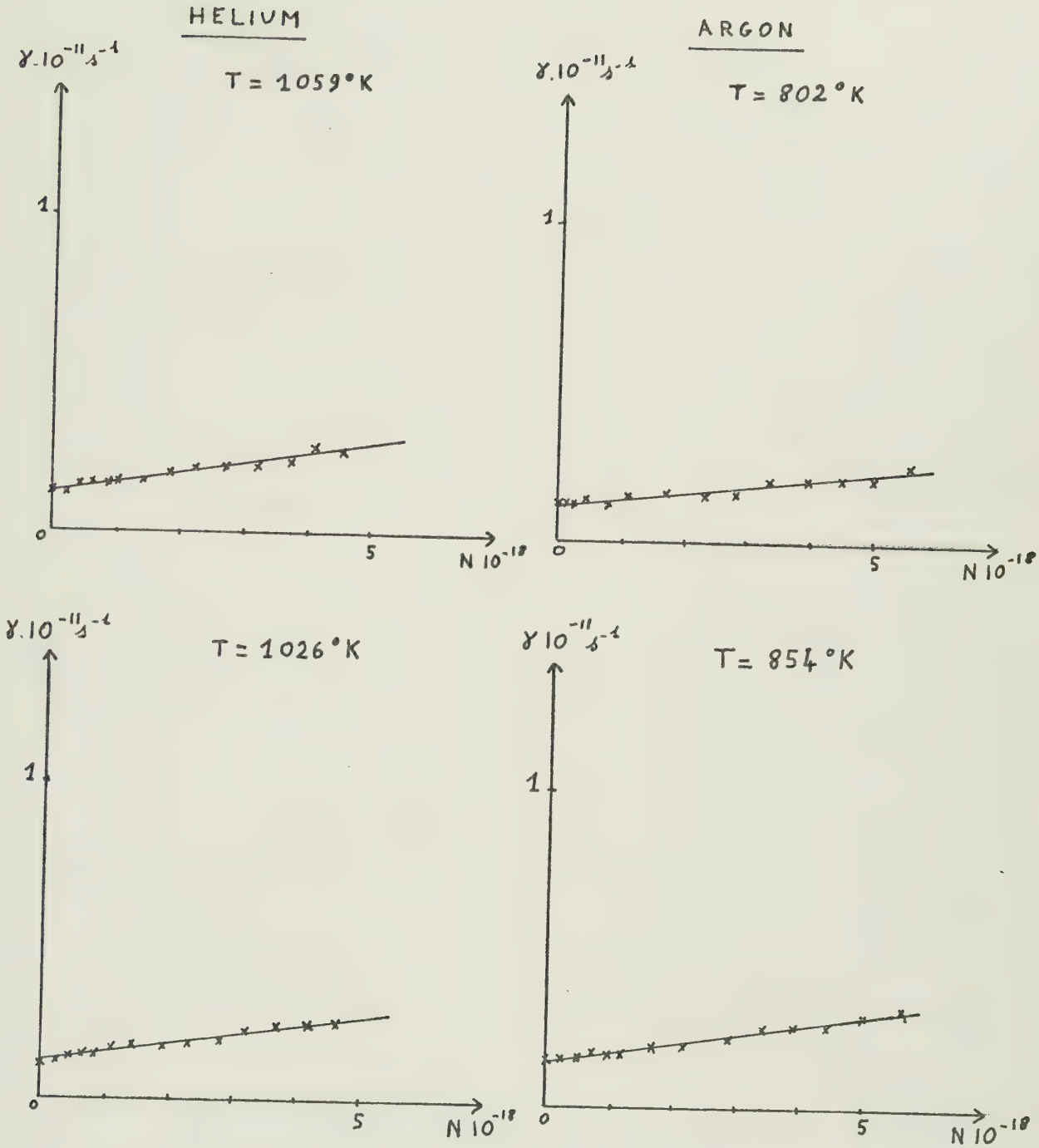


Fig. 7 - Variation de la largeur de la raie 5535 Å en fonction de la densité d'hélium et d'argon

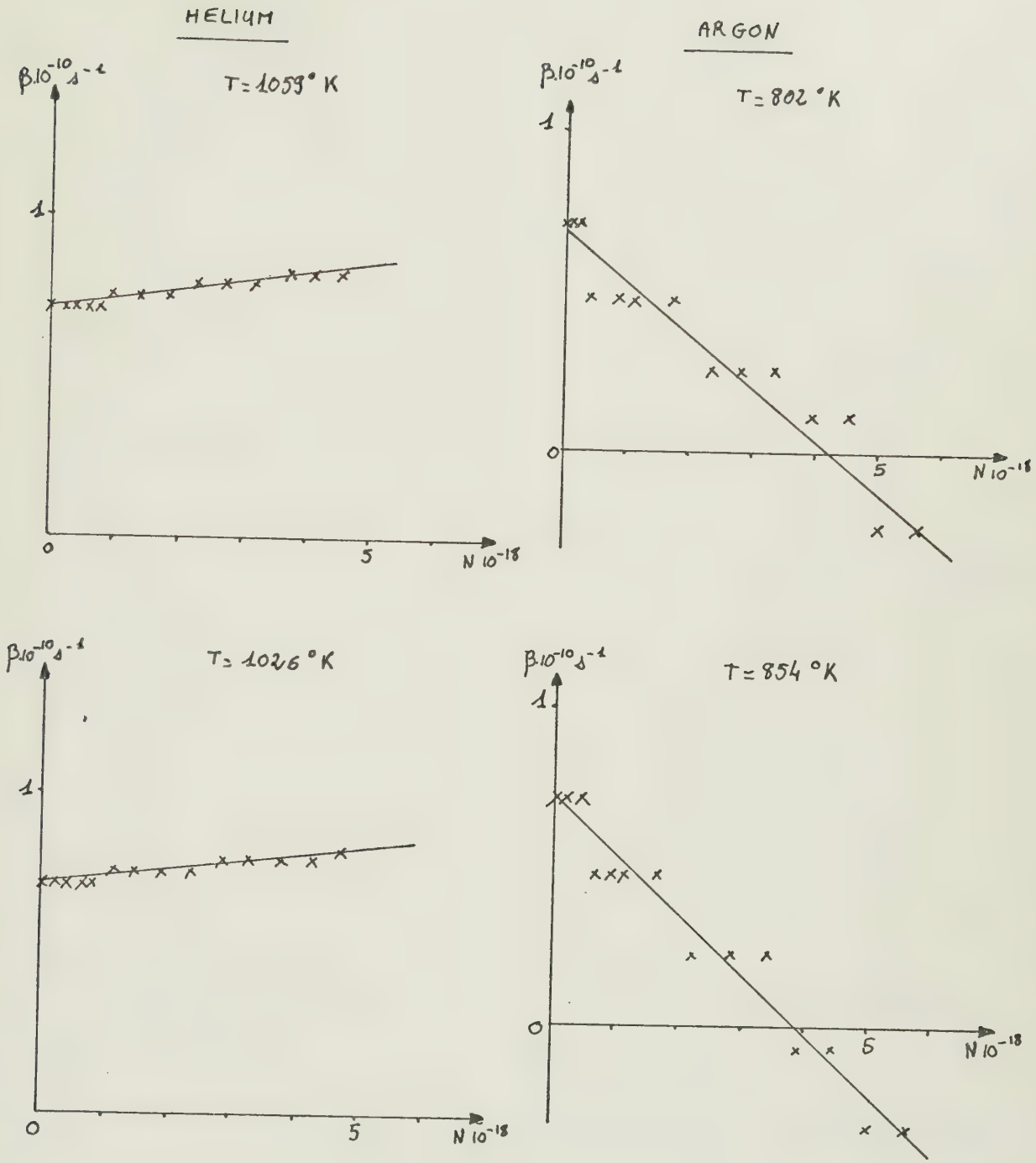


Fig. 8 - Variation du déplacement de la raie 5535 Å en fonction de la densité d'hélium et d'argon

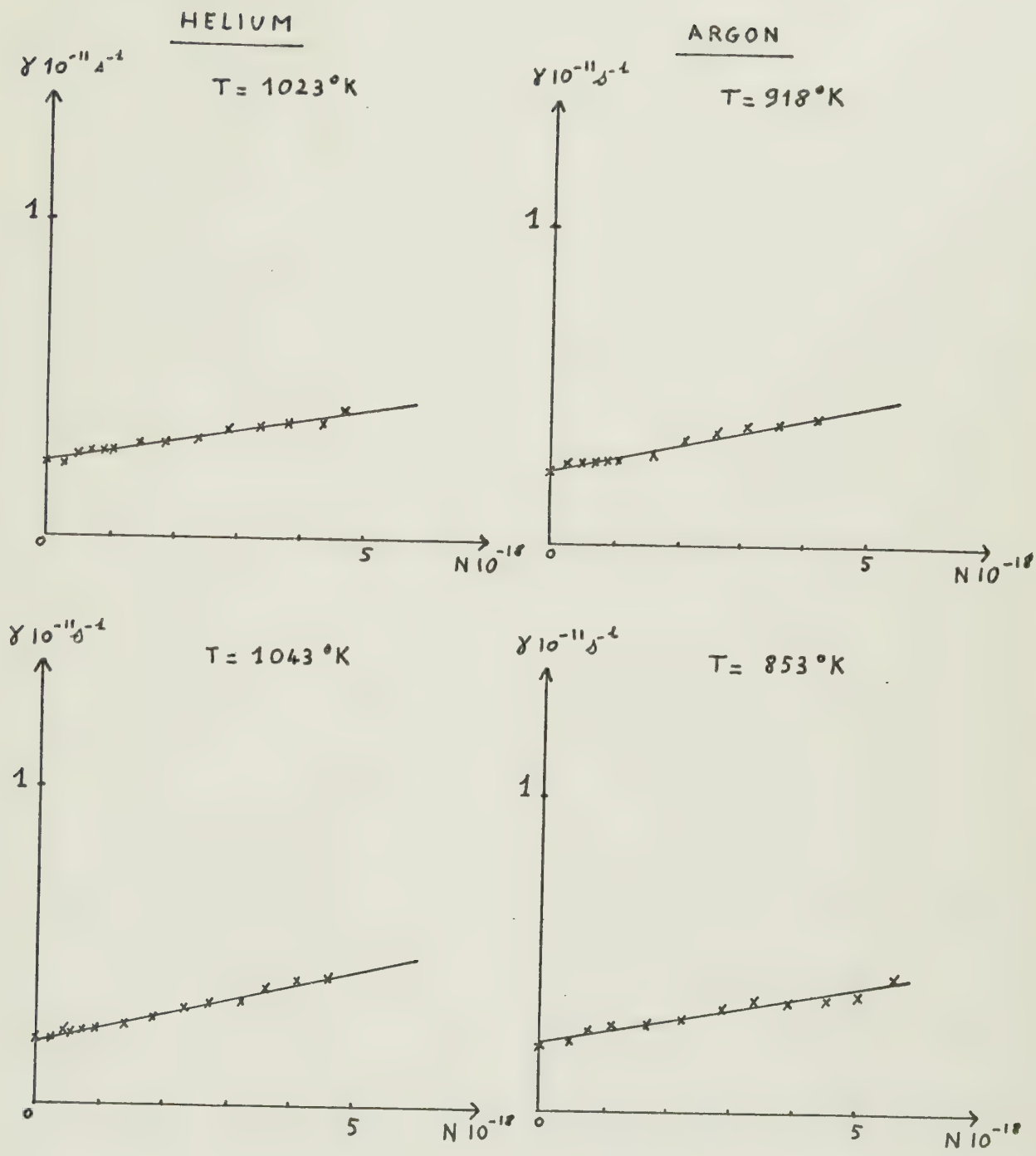


Fig. 9 - Variation de la largeur de la raie 4132 Å en fonction de la densité d'hélium et d'argon

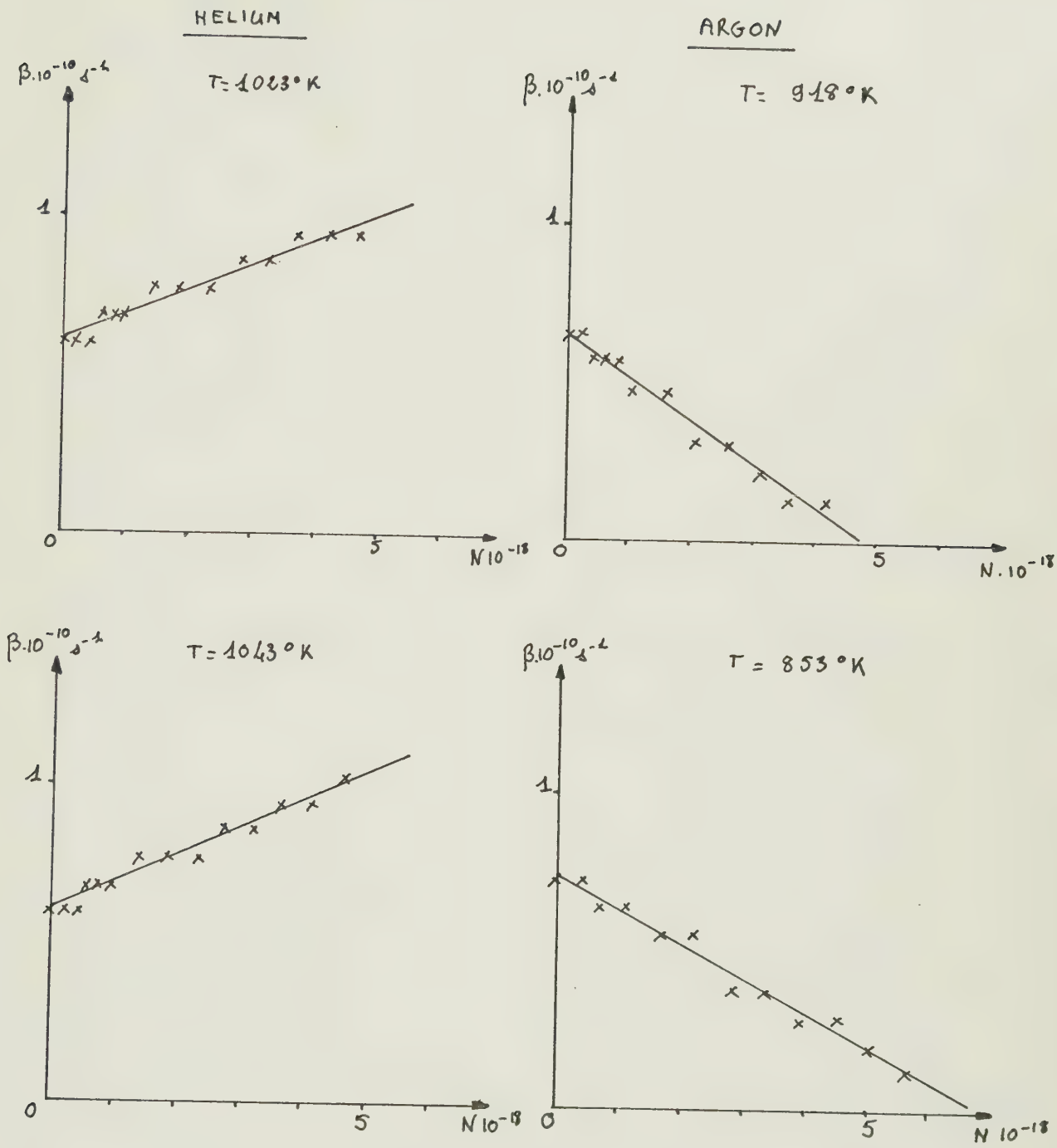


Fig. 10 - Variation du déplacement de la raie 4132 Å en fonction de la densité d'hélium et d'argon

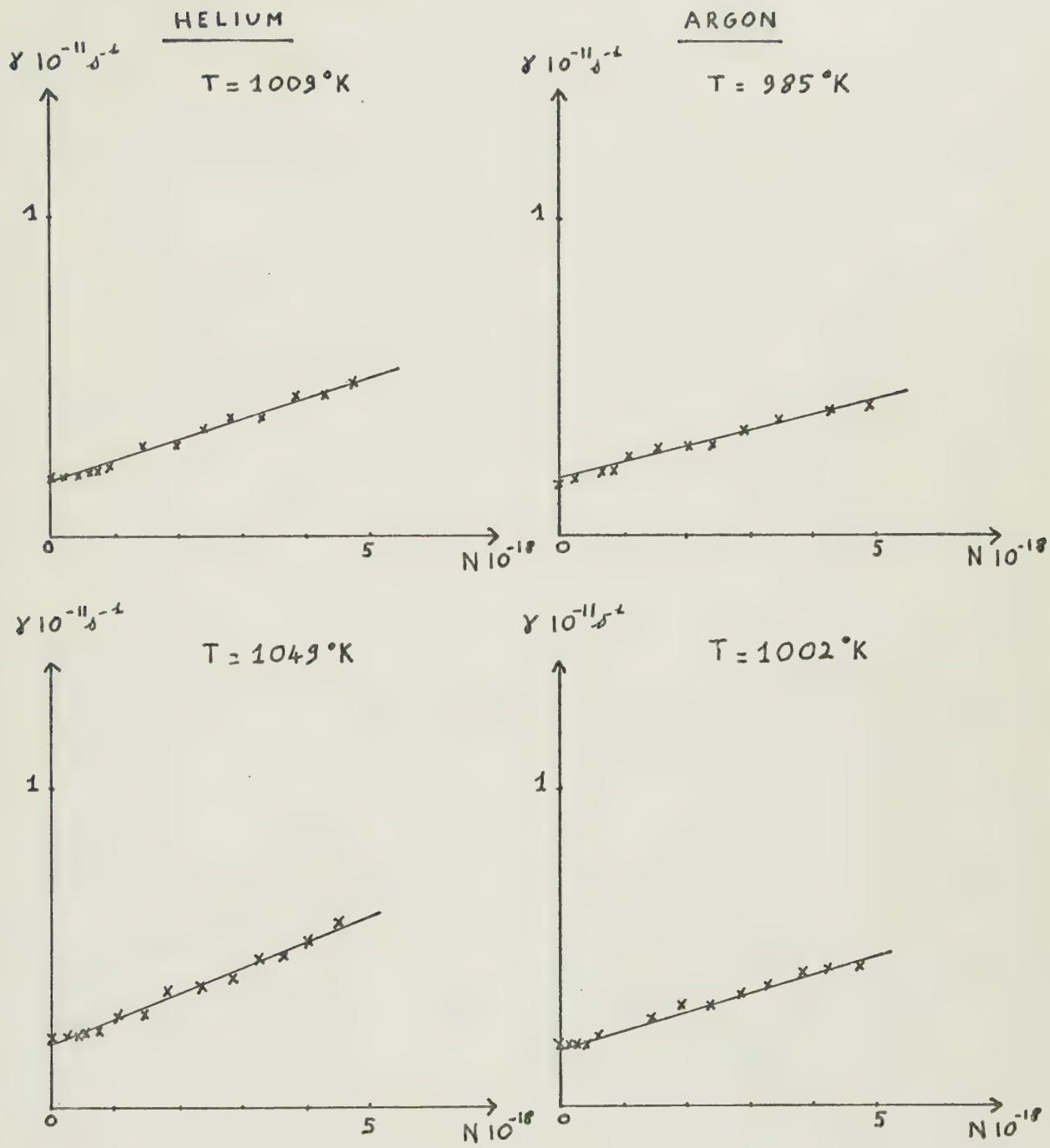


Fig. 11 - Variation de la largeur de la raie 3889 Å en fonction de la densité d'hélium et d'argon

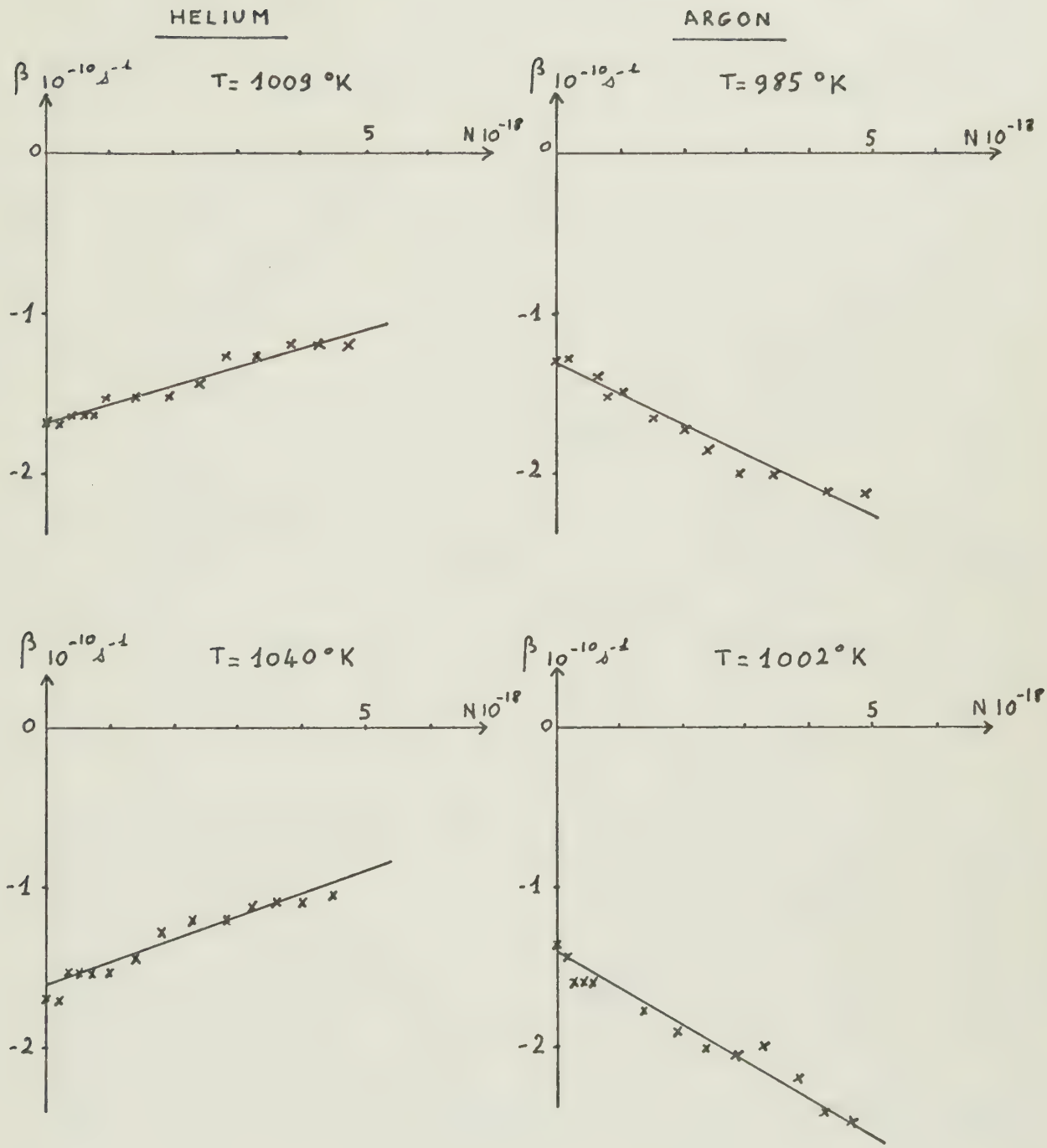


Fig. 12 - Variation du déplacement de la raie 3889 Å en fonction de la densité d'hélium et d'argon

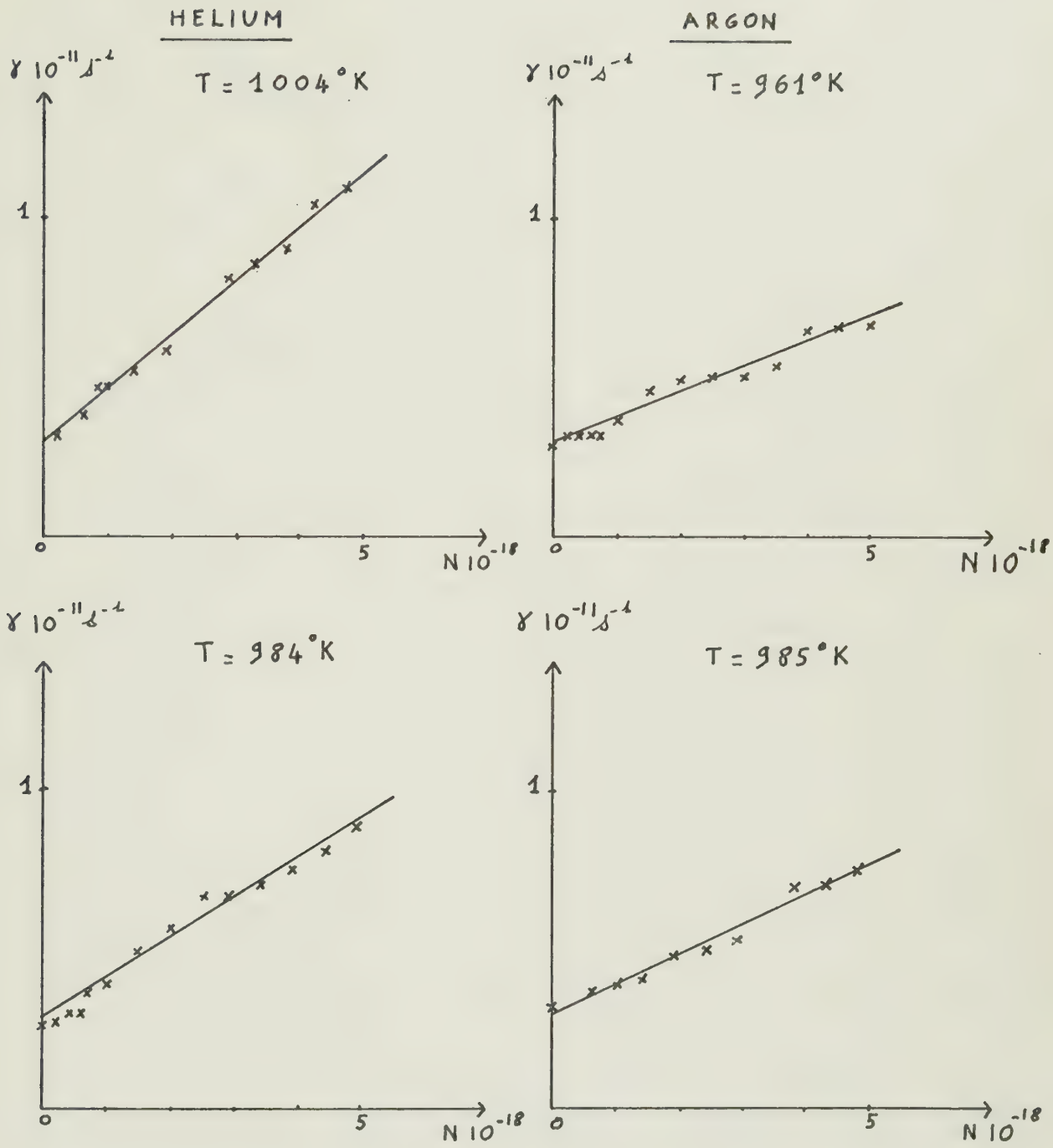


Fig. 13 - Variation de la largeur de la raie 3501 Å en fonction de la densité d'hélium et d'argon

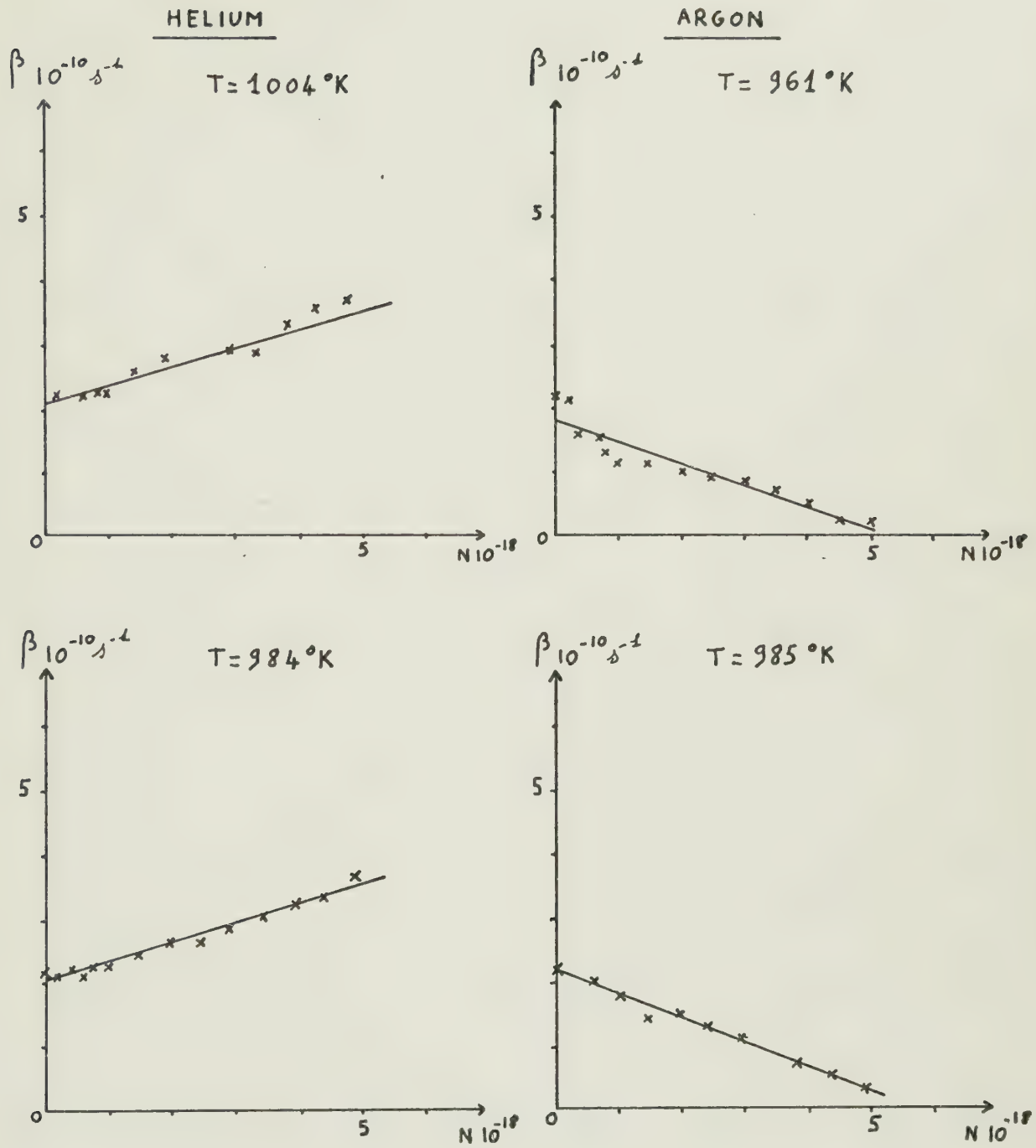


Fig. 14 - Variation du déplacement de la raie 3501 Å en fonction de la densité d'hélium et d'argon

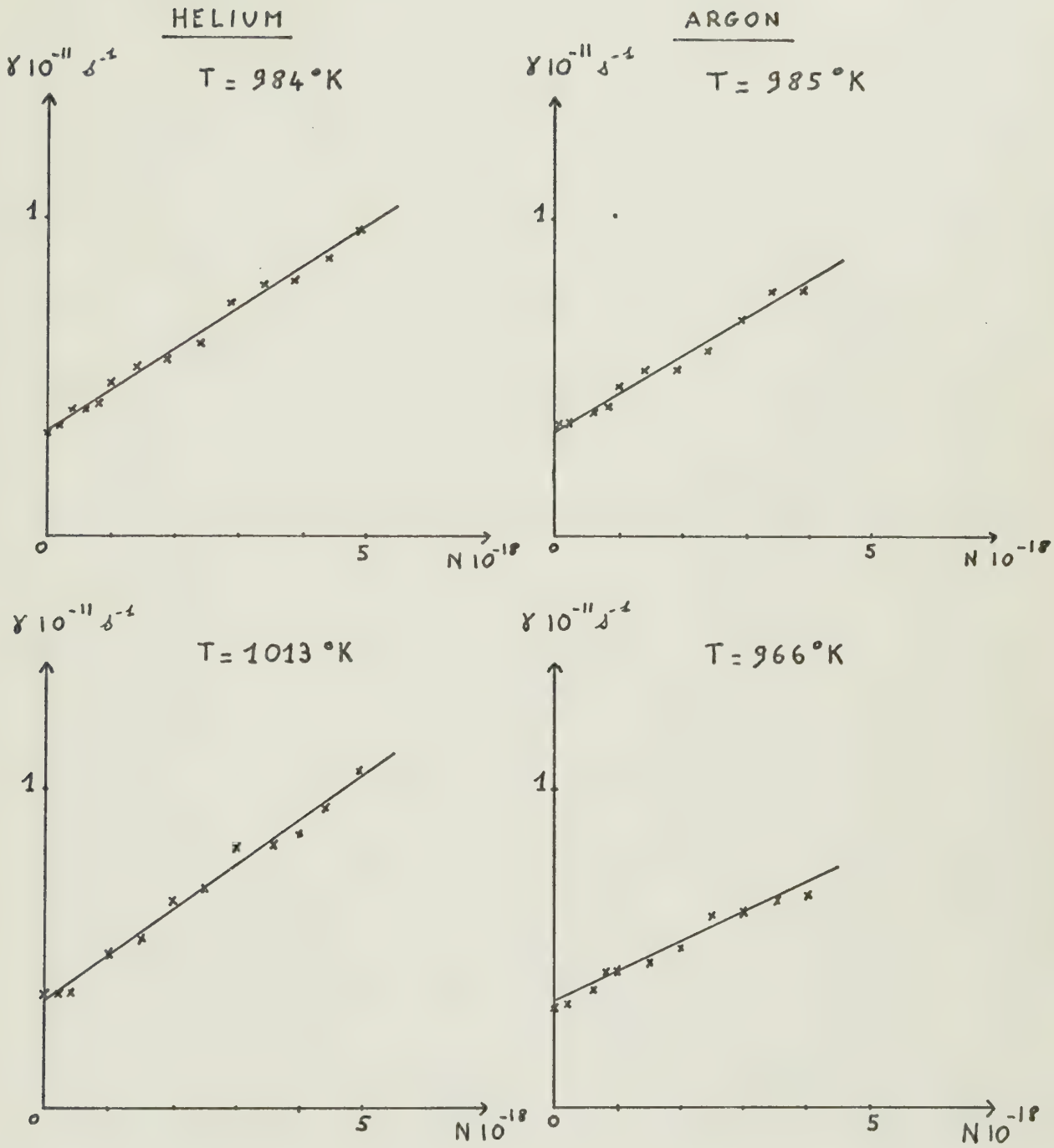


Fig. 15 - Variation de la largeur de la raie 3071 Å en fonction de la densité d'hélium et d'argon

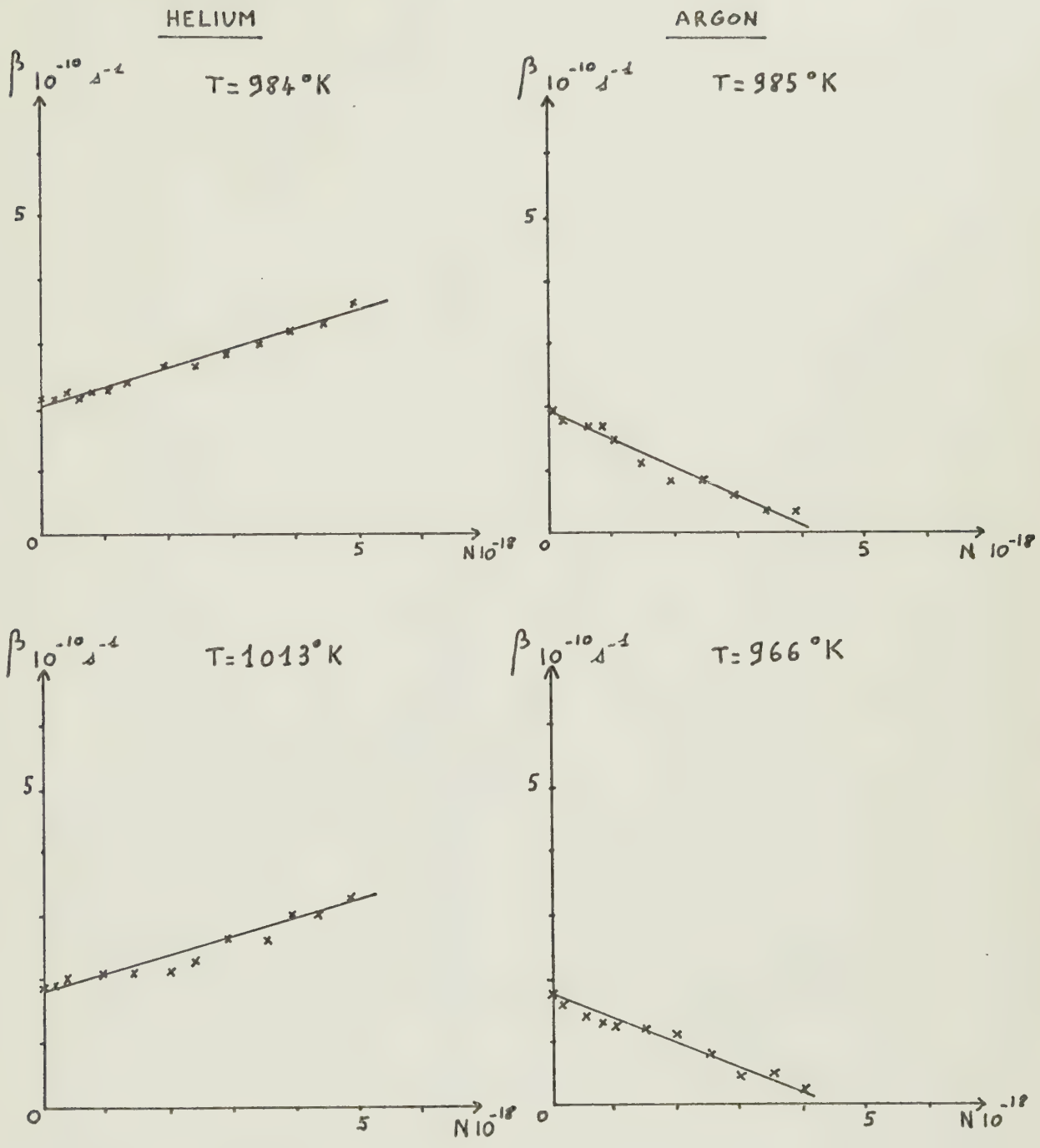


Fig. 16 - Variation du déplacement de la raie 3071 Å en fonction de la densité d'hélium et d'argon

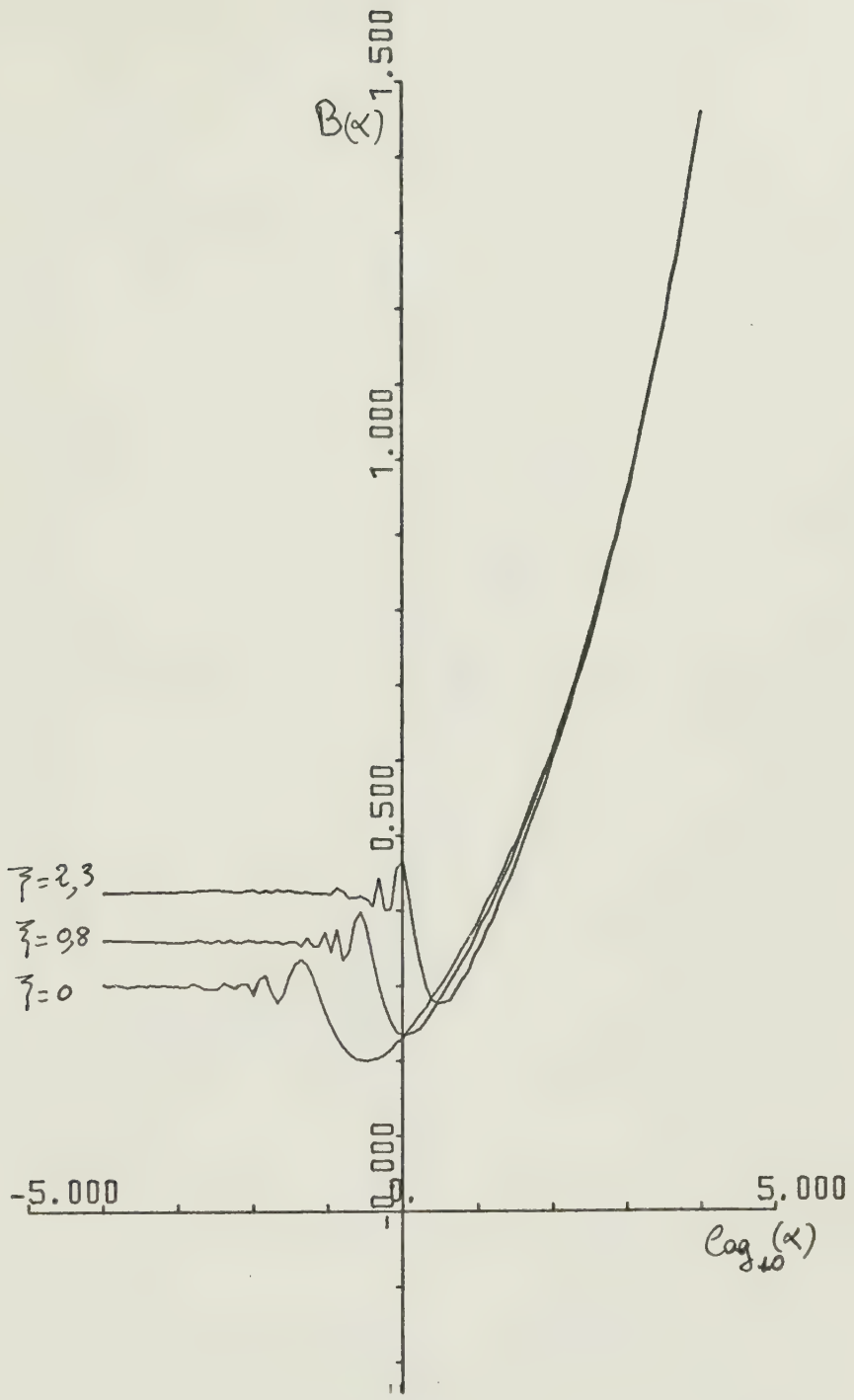


Fig. 17 - fonction $B(\alpha,\xi)$ pour les valeurs de ξ : 0, 0.8 et 2.3

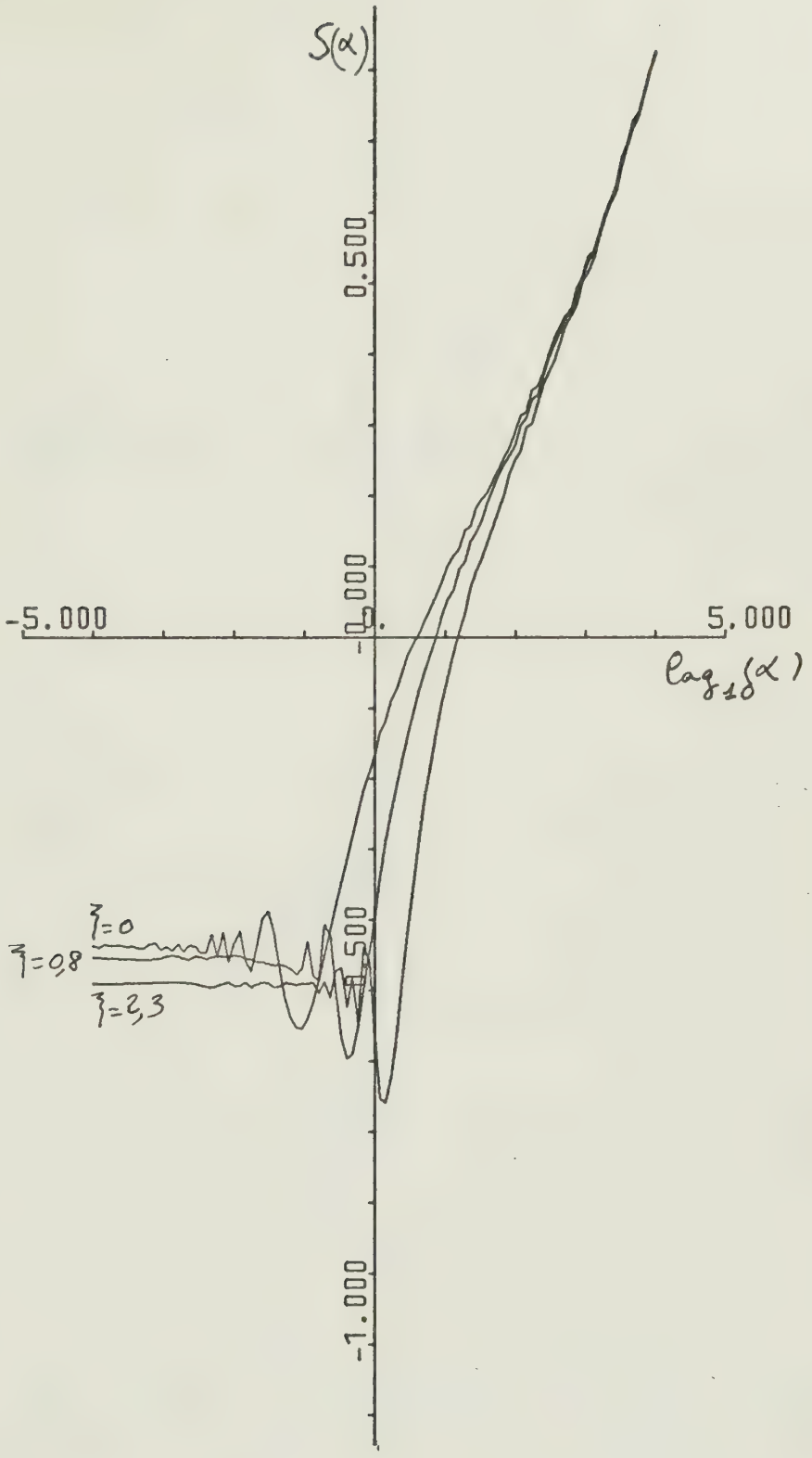


Fig. 18 - Fonction $S(\alpha,\xi)$ pour les valeurs de ξ : 0, 0.8 et 2.3

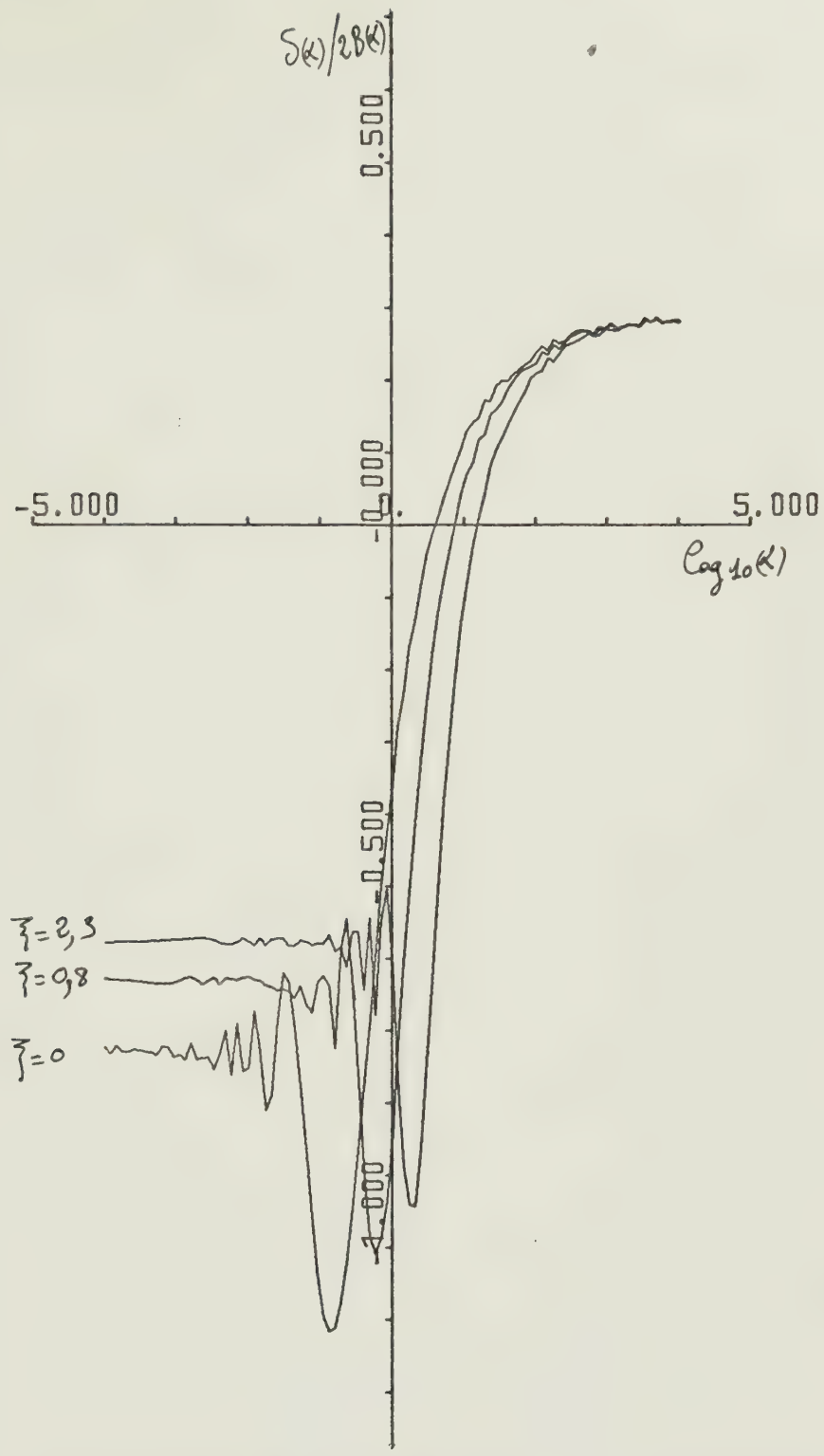


Fig. 19 - fonction $S(\alpha,\xi)/2B(\alpha,\xi)$ pour les valeurs de ξ : 0, 0.8 et 2.

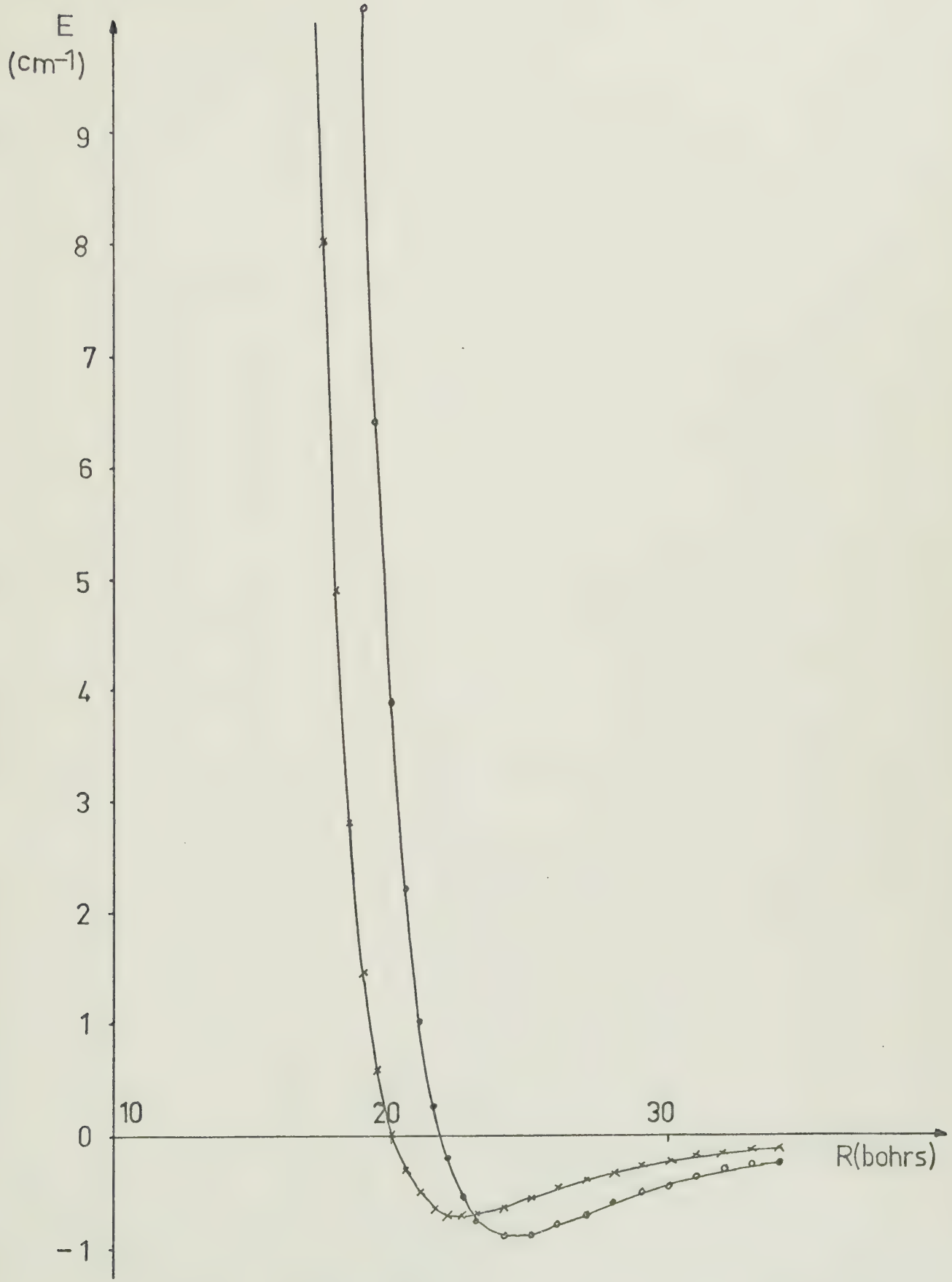


Fig. 20A - Courbes $\Delta E(r)$ 6-12 pour le système Ba(5535)-Ar

x : $C_6 = 0{,}779.10^{-30} cm^6 s^{-1}$ $C_{12} = 0{,}113.10^{-71} cm^{12} s^{-1}$

o : $C_6 = 1{,}620.10^{-30} cm^6 s^{-1}$ $C_{12} = 0{,}384.10^{-71} cm^{12} s^{-1}$

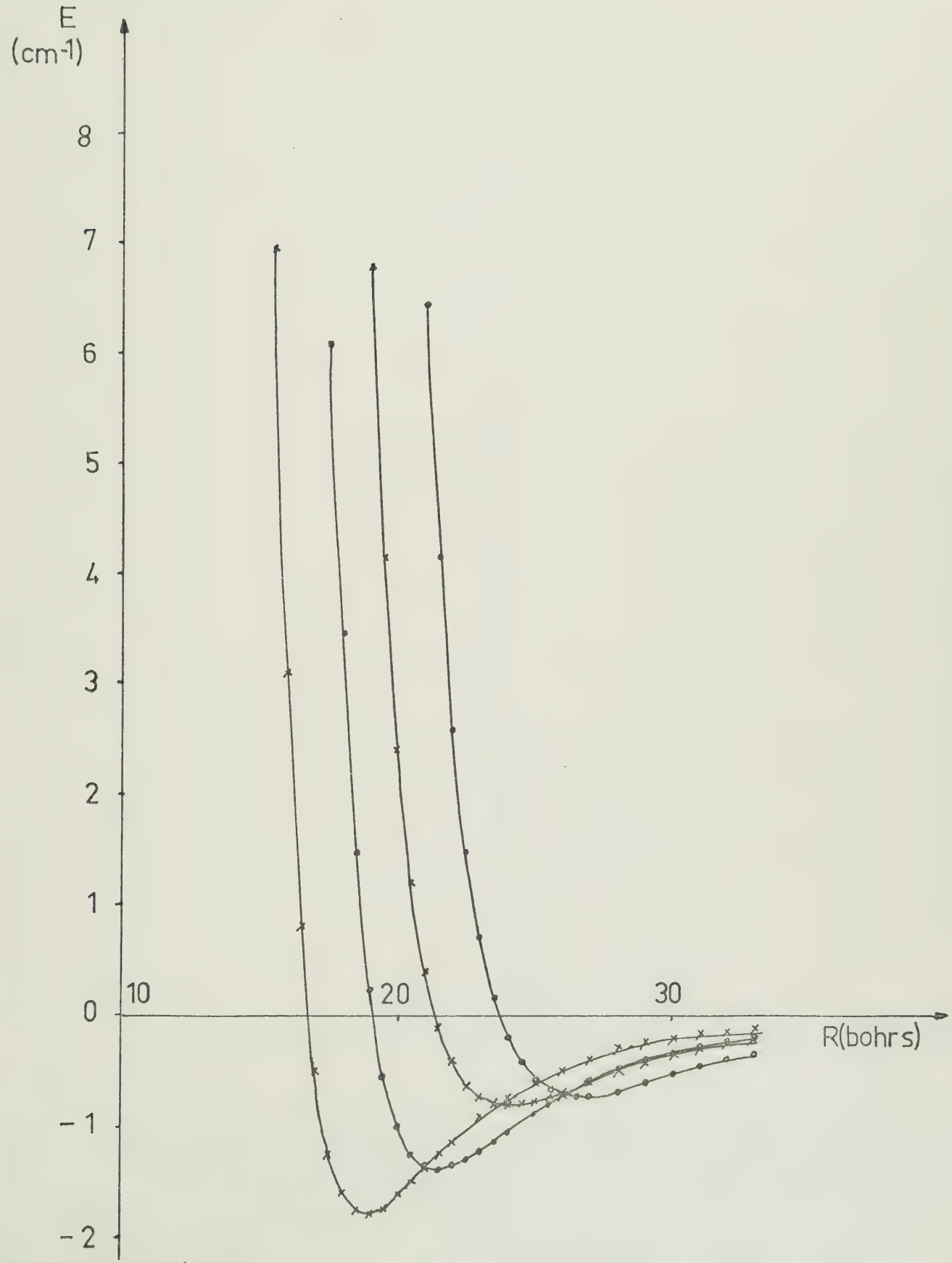


Fig. 20B - Enveloppes d'erreur (même notation que dans la fig. 20A)

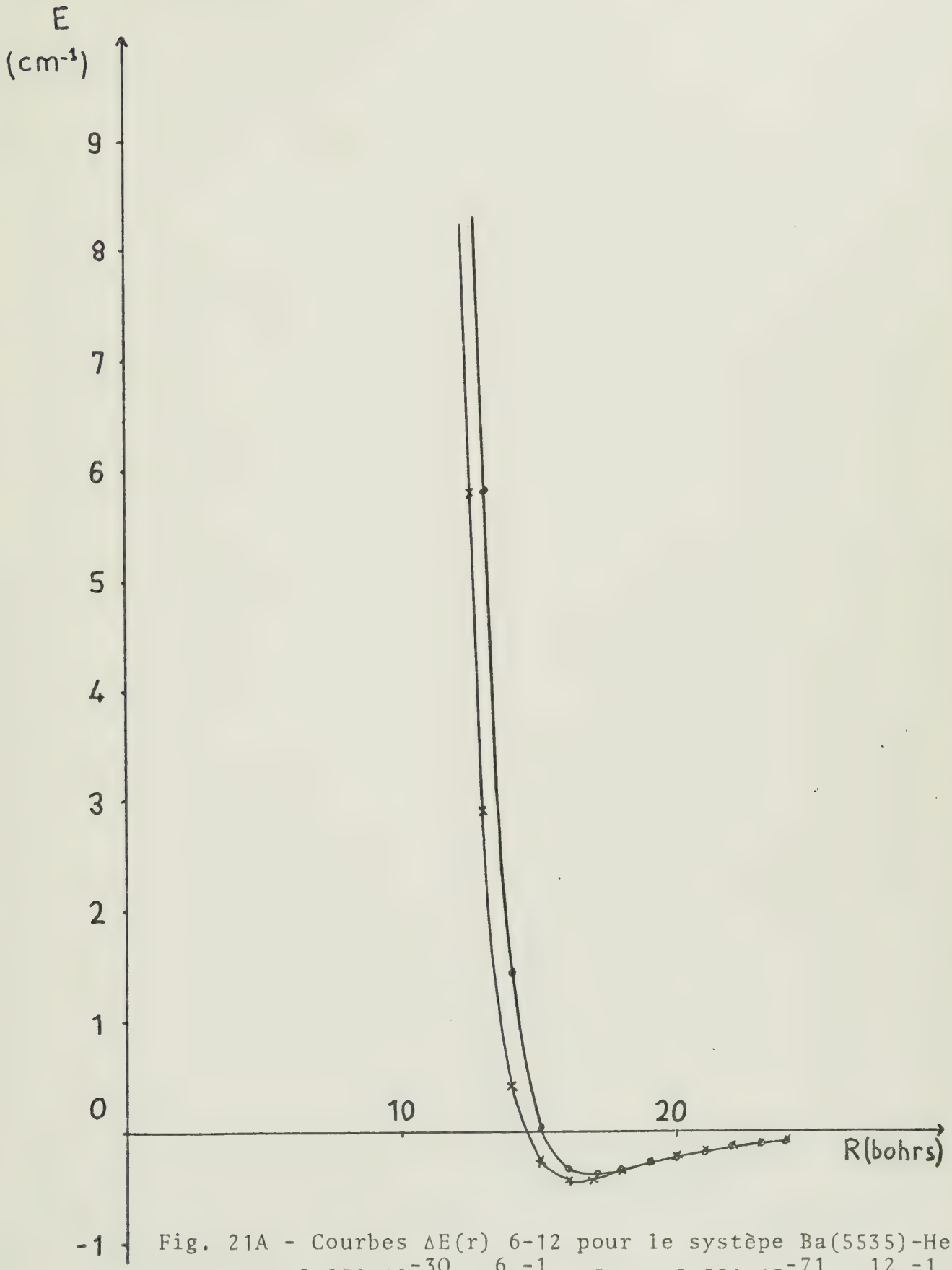


Fig. 21A - Courbes $\Delta E(r)$ 6-12 pour le systèpe Ba(5535)-He

x : $C_6 = 0{,}070.10^{-30}$ $cm^6 s^{-1}$ $C_{12} = 0{,}001.10^{-71}$ $cm^{12} s^{-1}$

o : $C_6 = 0{,}084.10^{-30} cm^6 s^{-1}$ $C_{12} = 0{,}002.10^{-71}$ $cm^{12} s^{-1}$

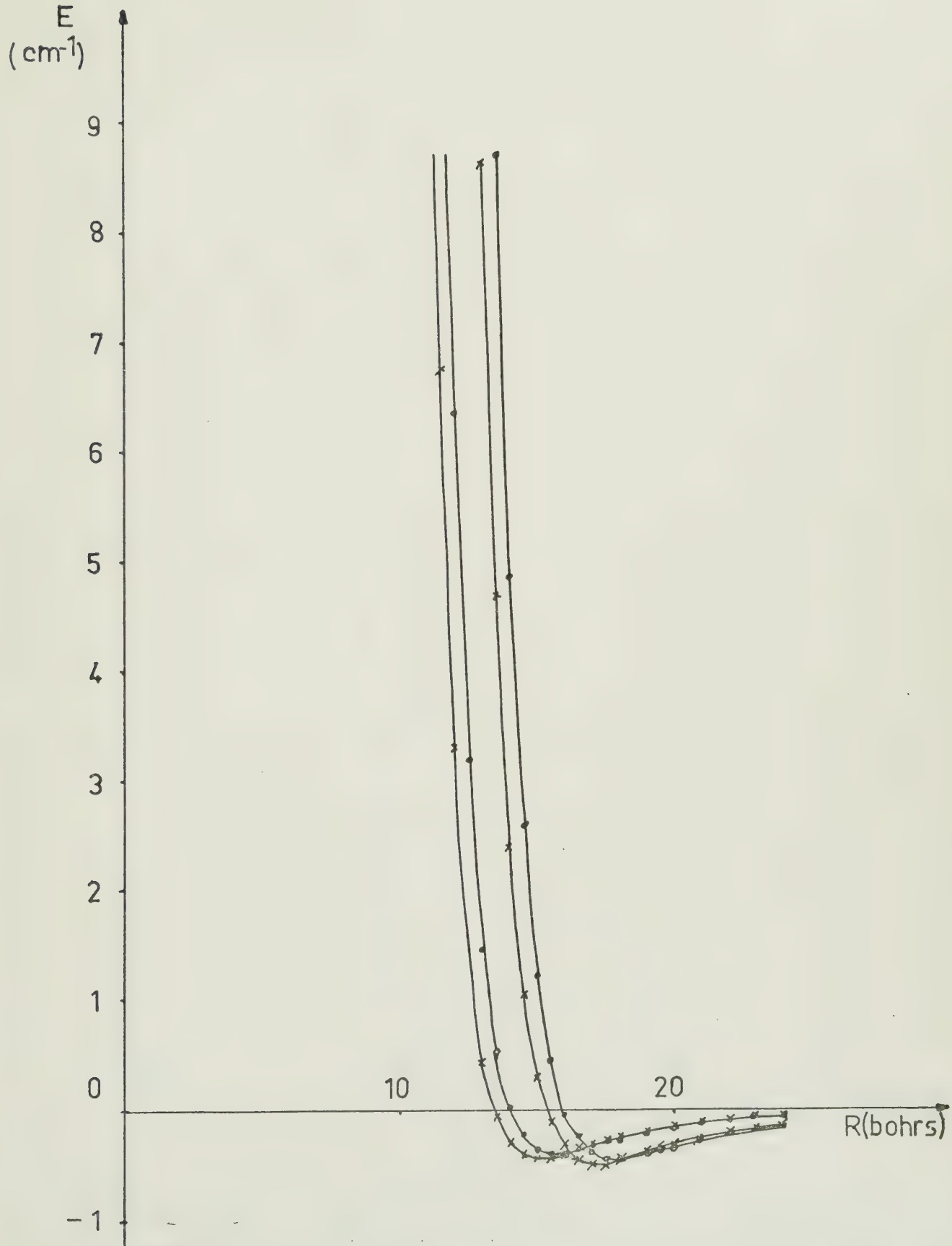


Fig. 21B - Enveloppes d'erreur (même notation que dans la fig. 21A)

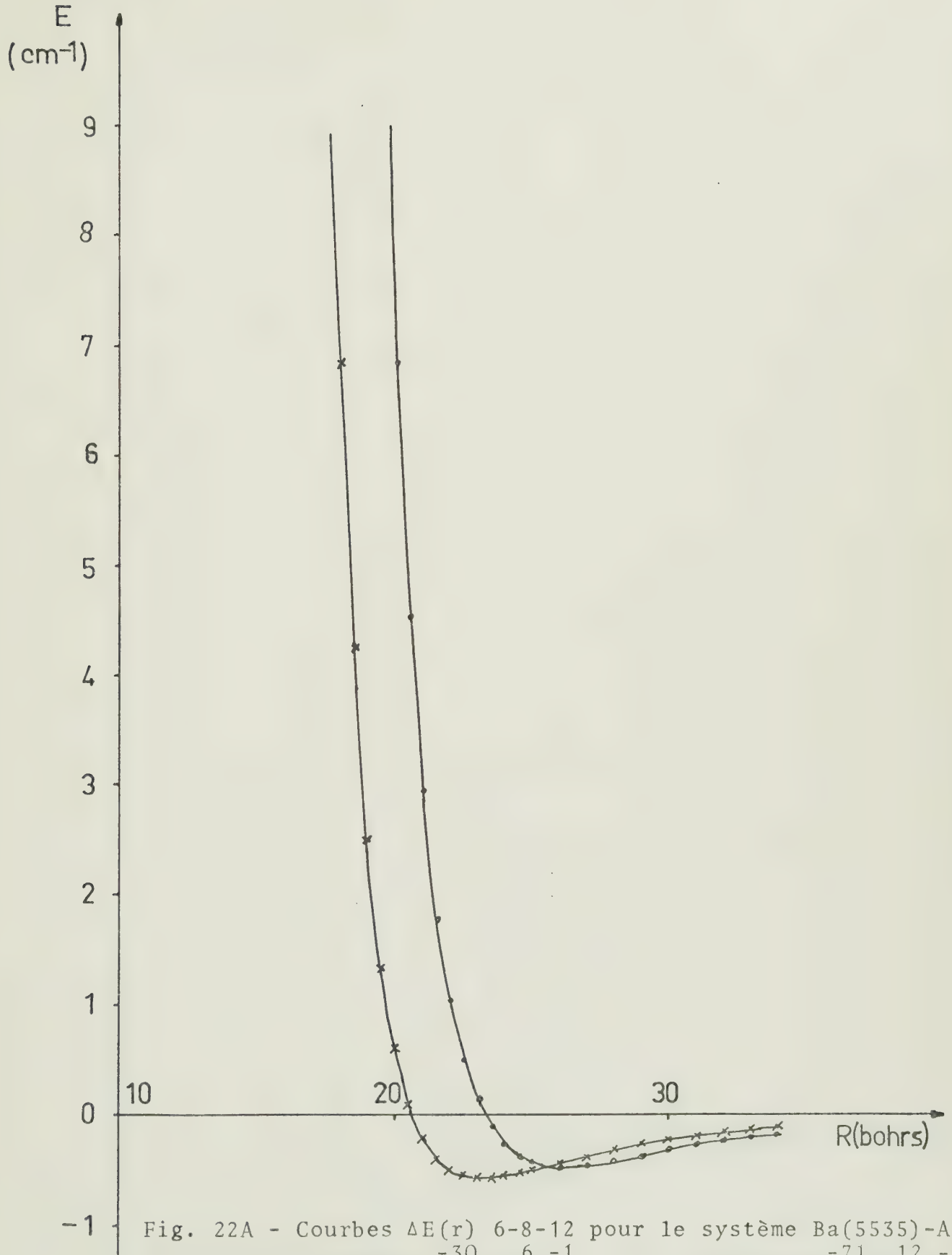


Fig. 22A - Courbes $\Delta E(r)$ 6-8-12 pour le système Ba(5535)-Ar

x : $C_6 = 0{,}762.10^{-30}$ cm^6s^{-1} $\quad C_{12} = 0{,}133.10^{-71} cm^{12}s^{-1}$

o : $C_6 = 1{,}270.10^{-30}$ cm^6s^{-1} $\quad C_{12} = 0{,}449.10^{-71} cm^{12}s^{-1}$

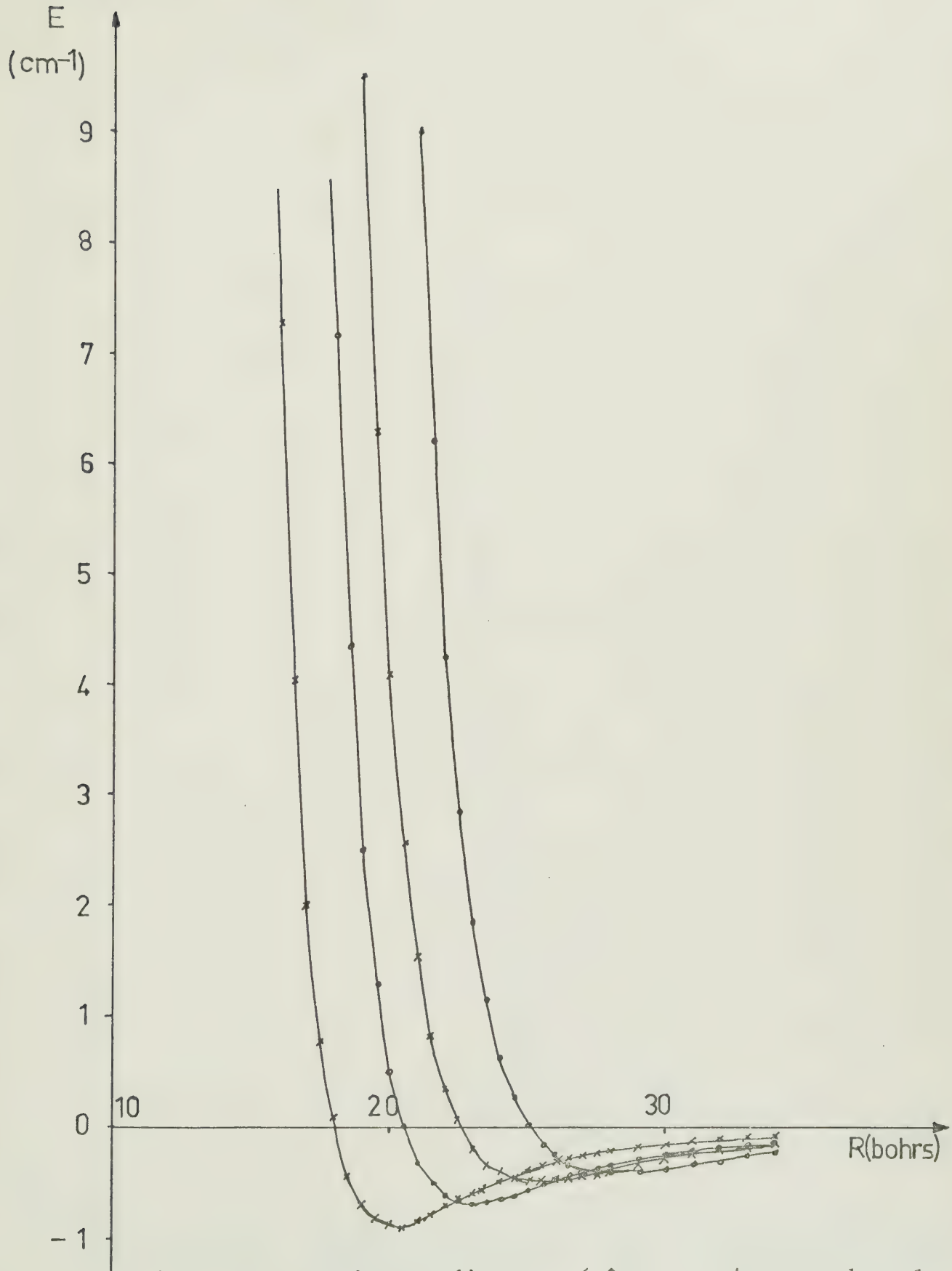


Fig. 22B - Enveloppes d'erreur (même notation que dans la fig. 22A)

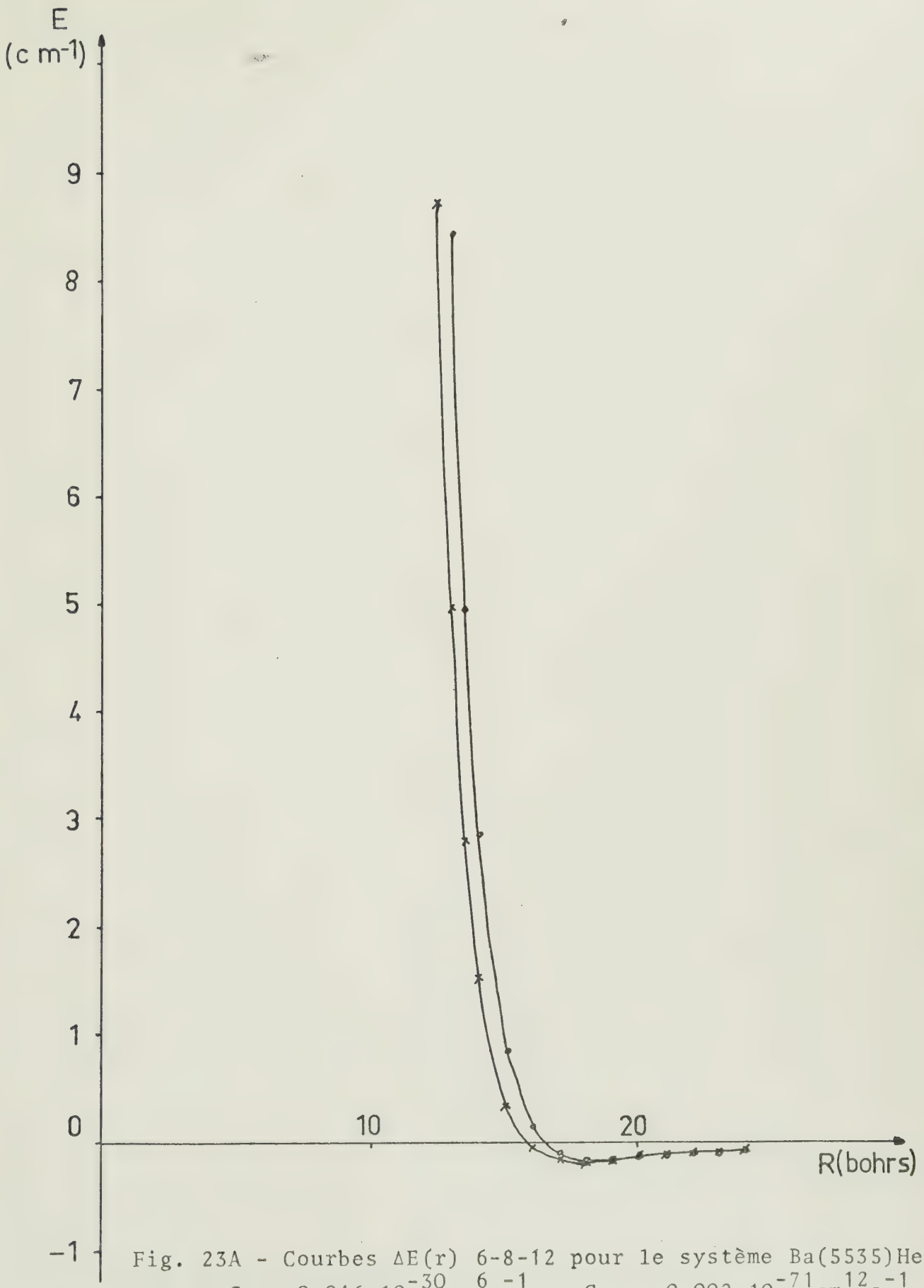


Fig. 23A - Courbes $\Delta E(r)$ 6-8-12 pour le système Ba(5535)He

x : $C_6 = 0{,}046.10^{-30} cm^6 s^{-1}$ $C_{12} = 0{,}002.10^{-71} cm^{12} s^{-1}$

o : $C_6 = 0{,}051.10^{-30} cm^6 s^{-1}$ $C_{12} = 0{,}002.10^{-71} cm^{12} s^{-1}$

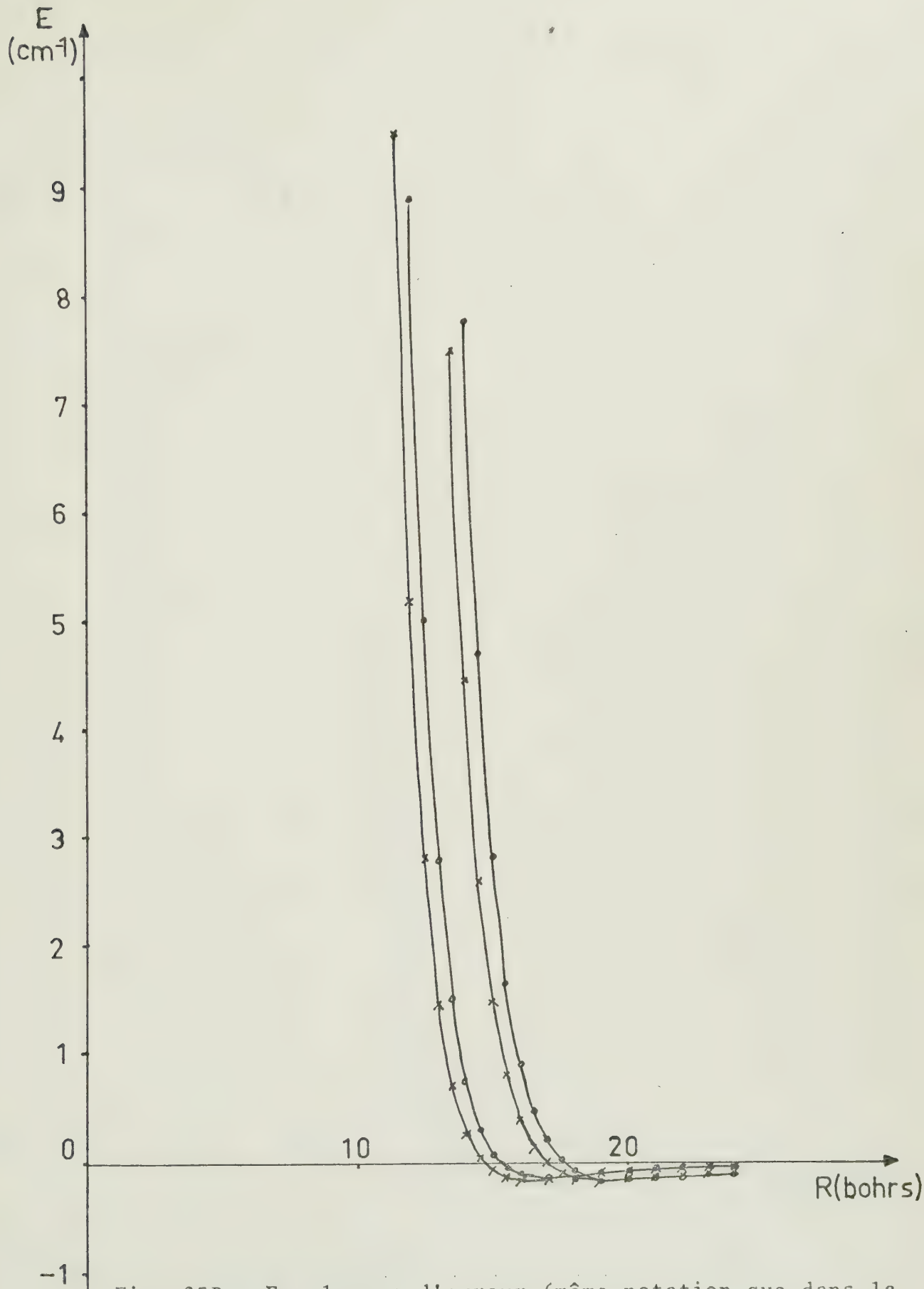


Fig. 23B - Enveloppes d'erreur (même notation que dans la fig. 23A)

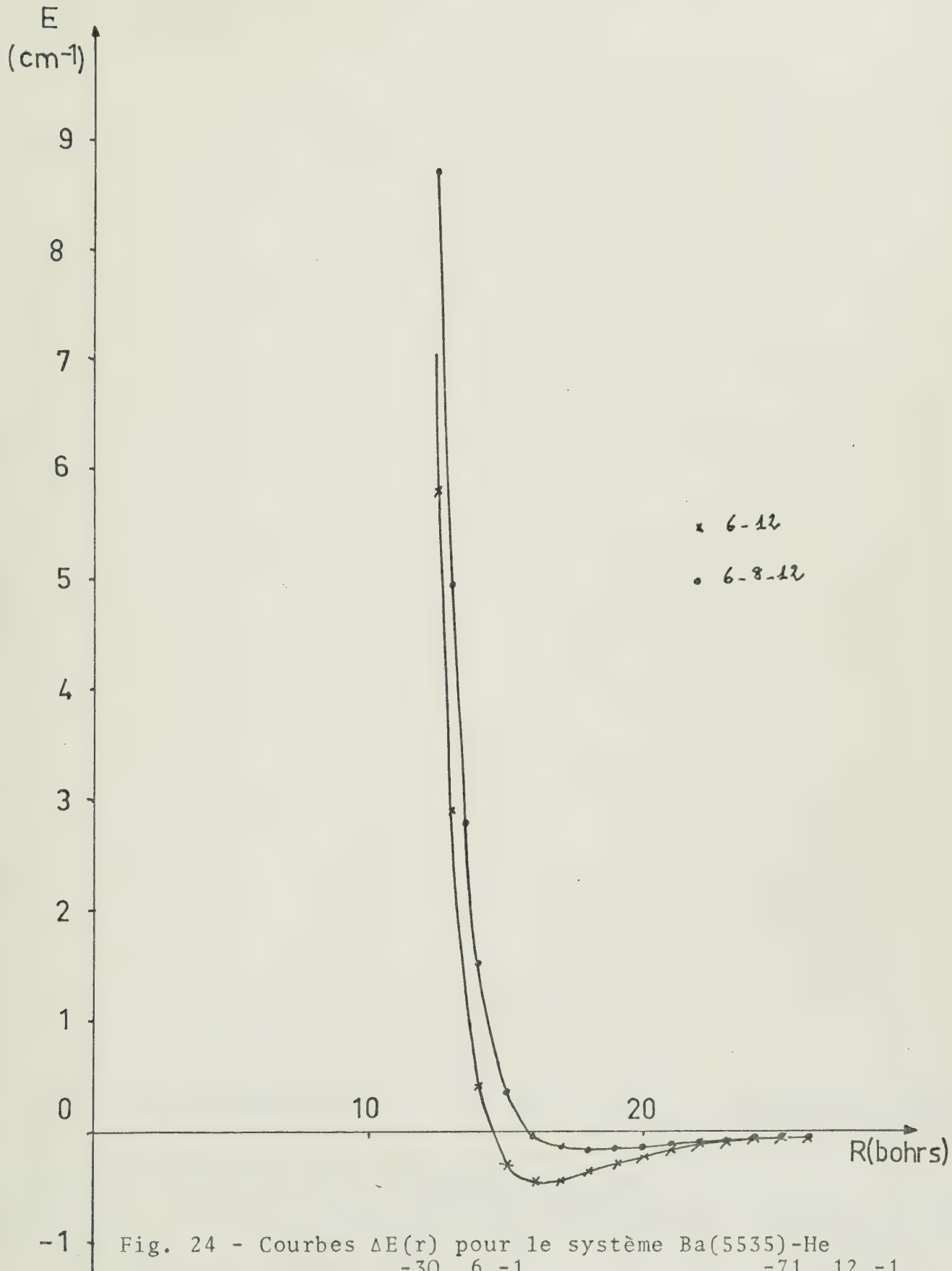


Fig. 24 - Courbes $\Delta E(r)$ pour le système Ba(5535)-He

x : $C_6 = 0{,}070.10^{-30} cm^6 s^{-1}$ $C_{12} = 0{,}001.10^{-71} cm^{12} s^{-1}$

o : $C_6 = 0{,}046.10^{-30} cm^6 s^{-1}$ $C_{12} = 0{,}002.10^{-71} cm^{12} s^{-1}$

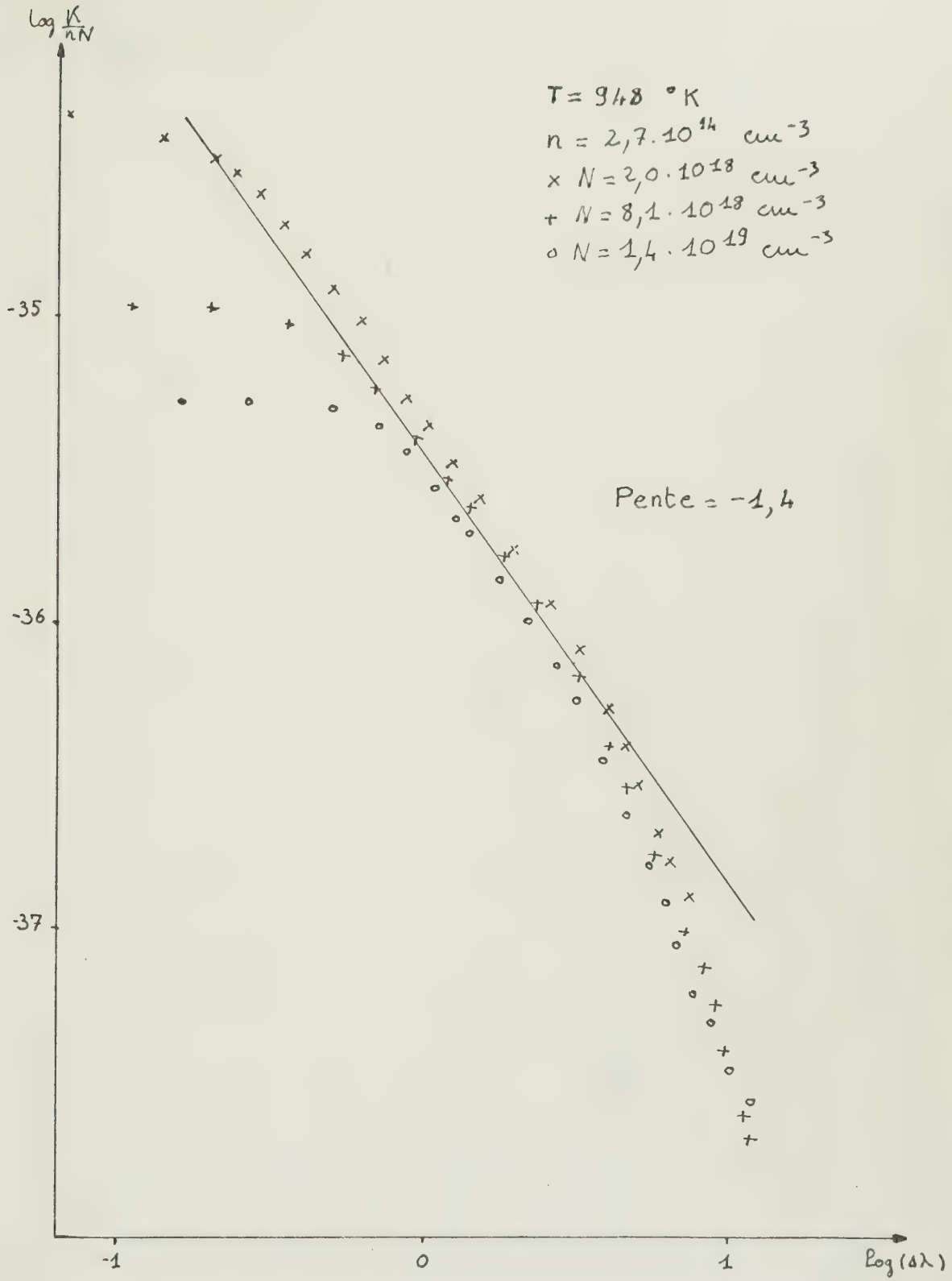


Fig. 25 - Variation du coefficient d'absorption réduit sur l'aile rouge de la raie 5535 A Ba-HE en fonction de $\lambda-\lambda_0$

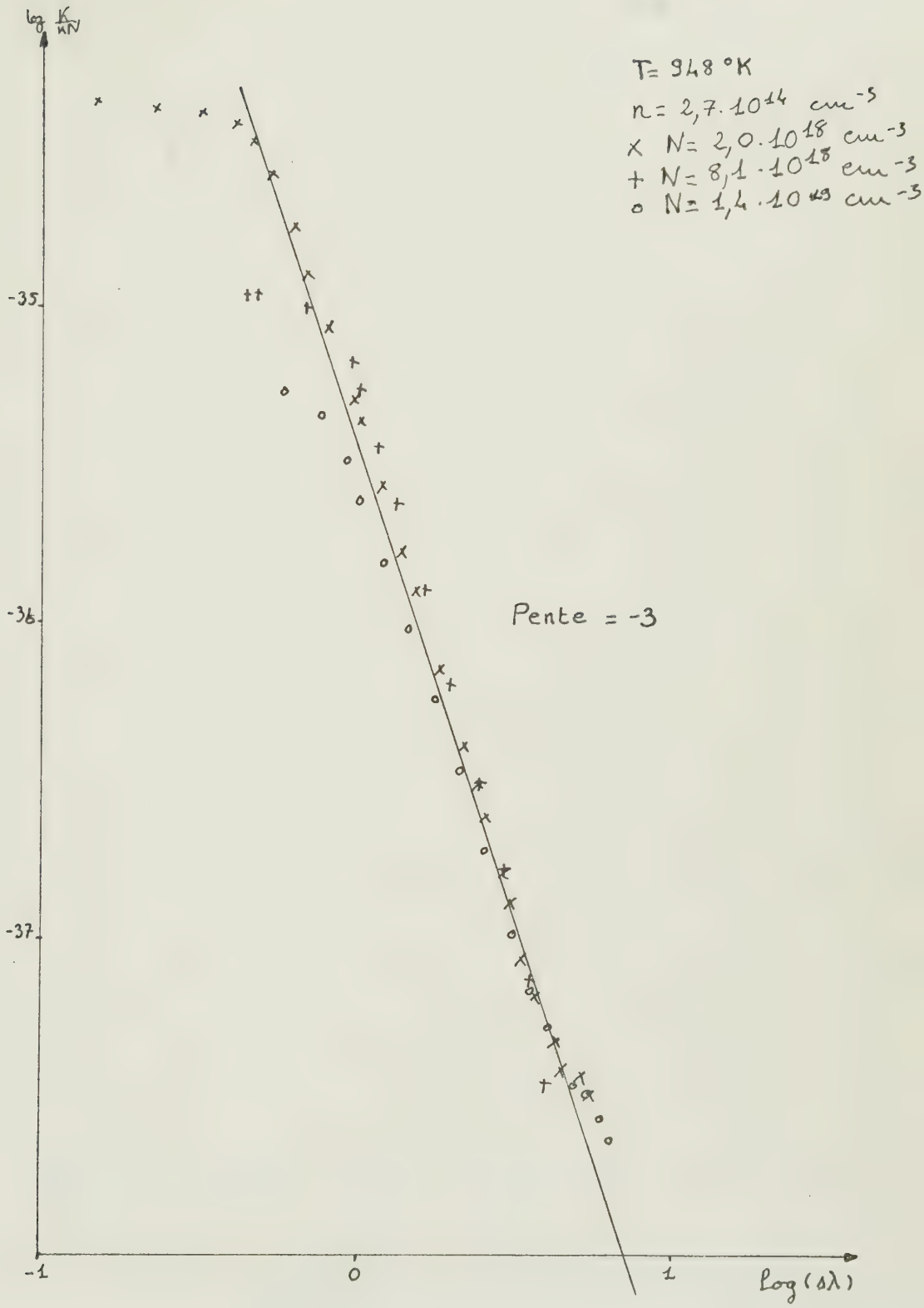


Fig. 26 - Variation du coefficient d'absorption réduit sur l'aile violette de la raie 5535 A Ba-He en fonction de $\lambda-\lambda_0$

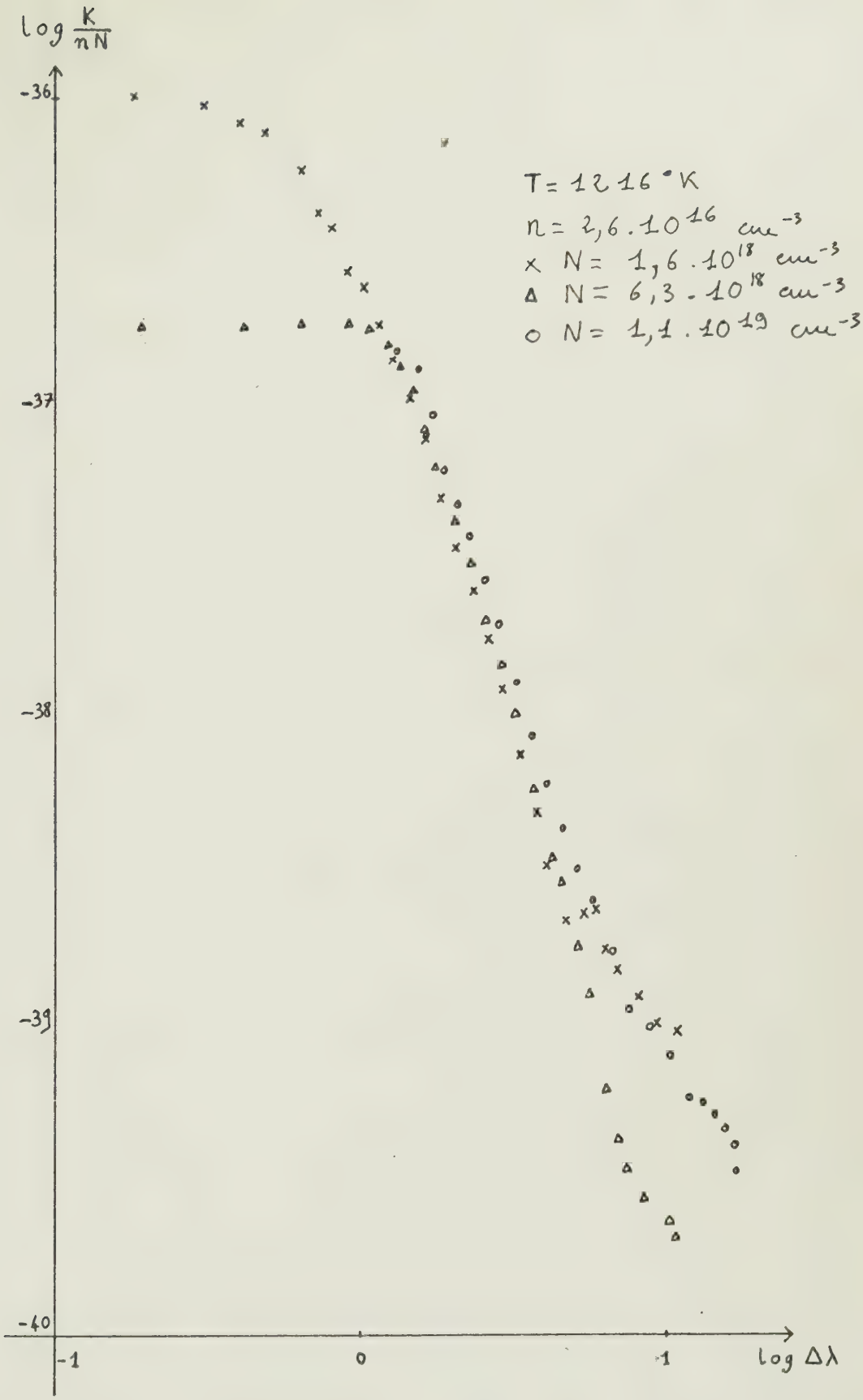
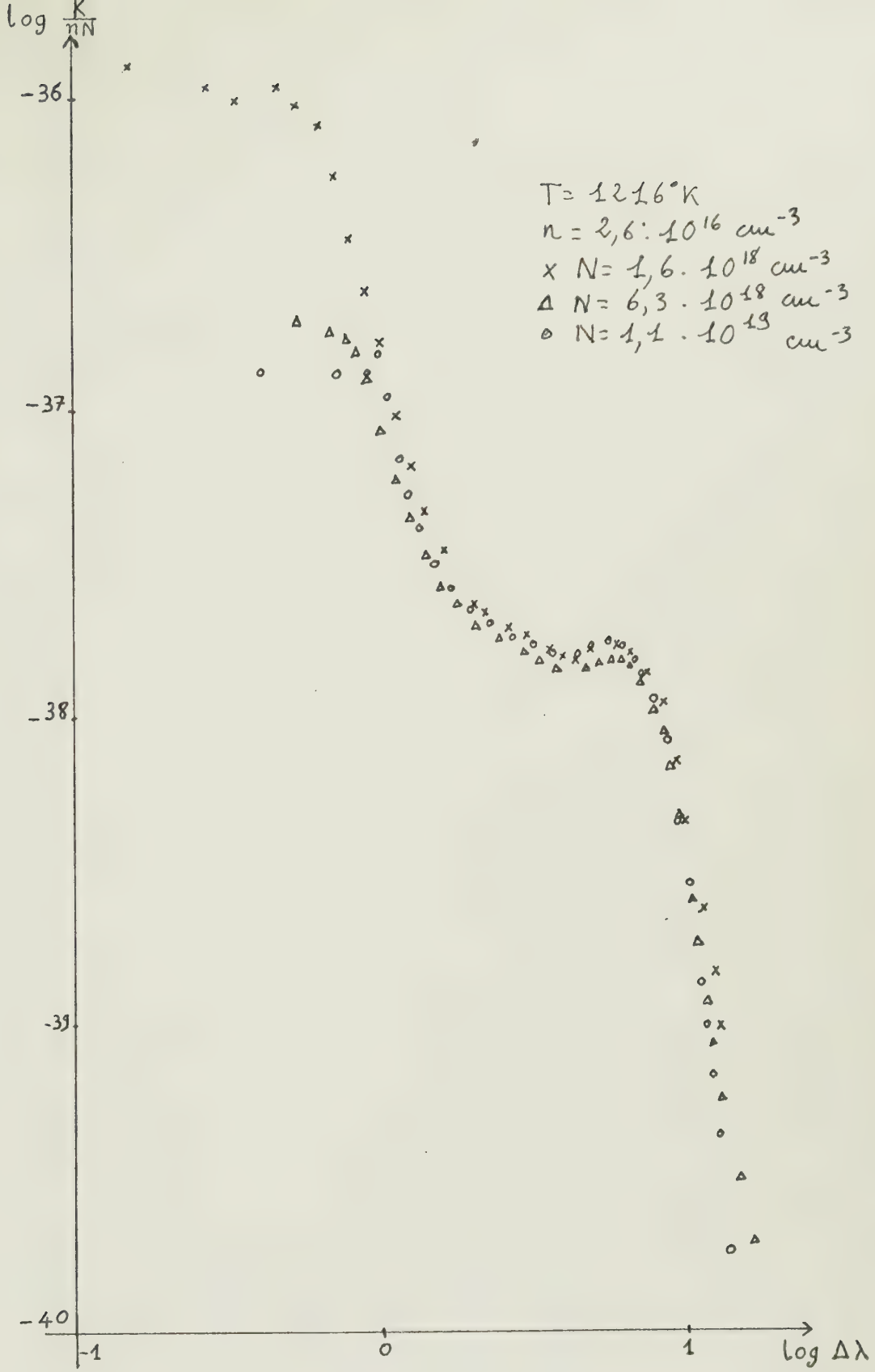


Fig. 27 - Variation du coefficient d'absorption réduit sur l'aile rouge de la raie 3501 Ba-Ar en fonction de $\lambda - \lambda_0$



- Variation du coefficient d'absorption réduit sur l'aile violette de la raie 3501 A Ba-Ar en fonction de $\lambda - \lambda_0$

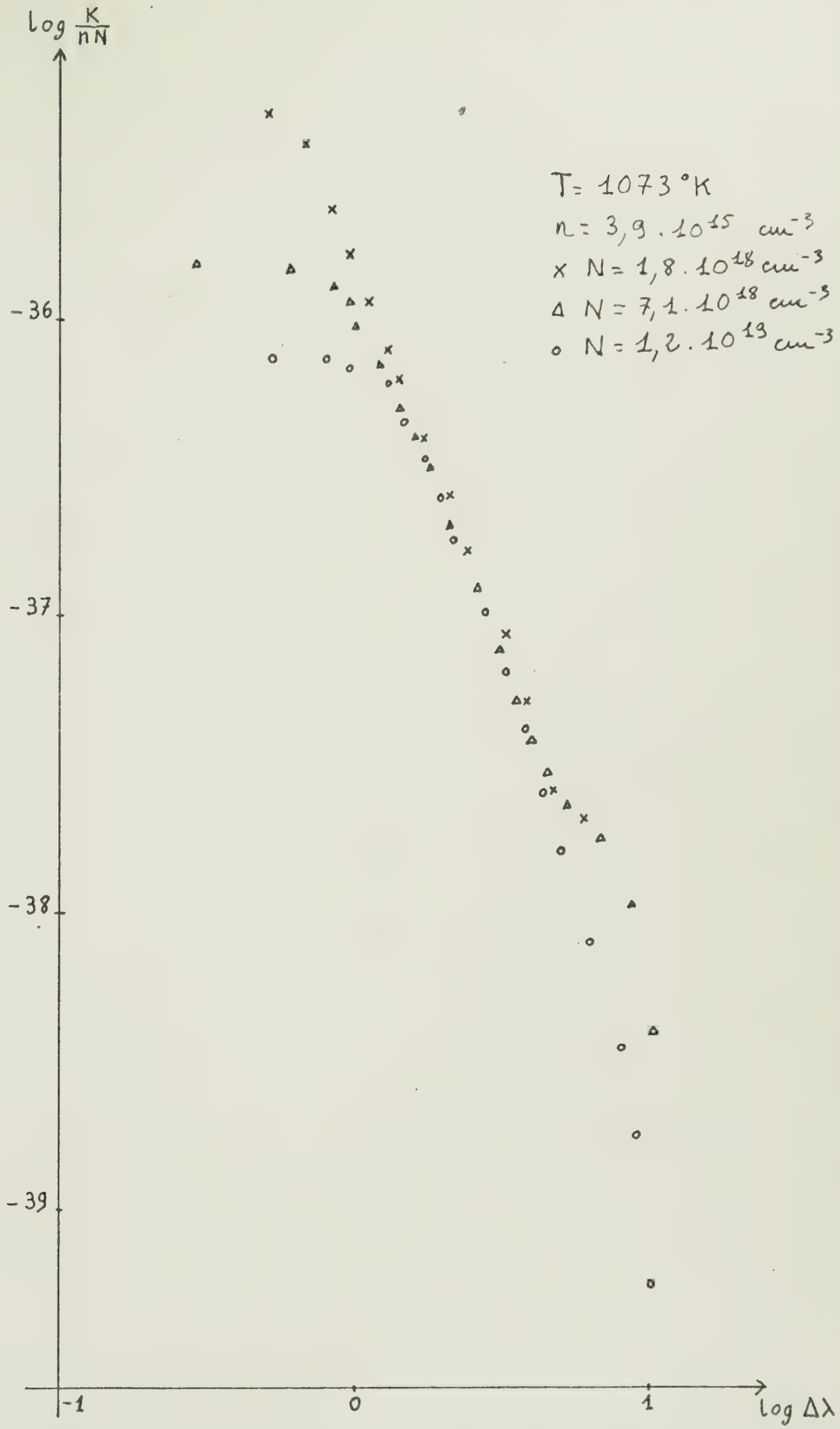


Fig. 29 - Variation du coefficient d'absorption réduit sur l'aile rouge de la raie 3501 A Ba-He en fonction de $\lambda - \lambda_o$

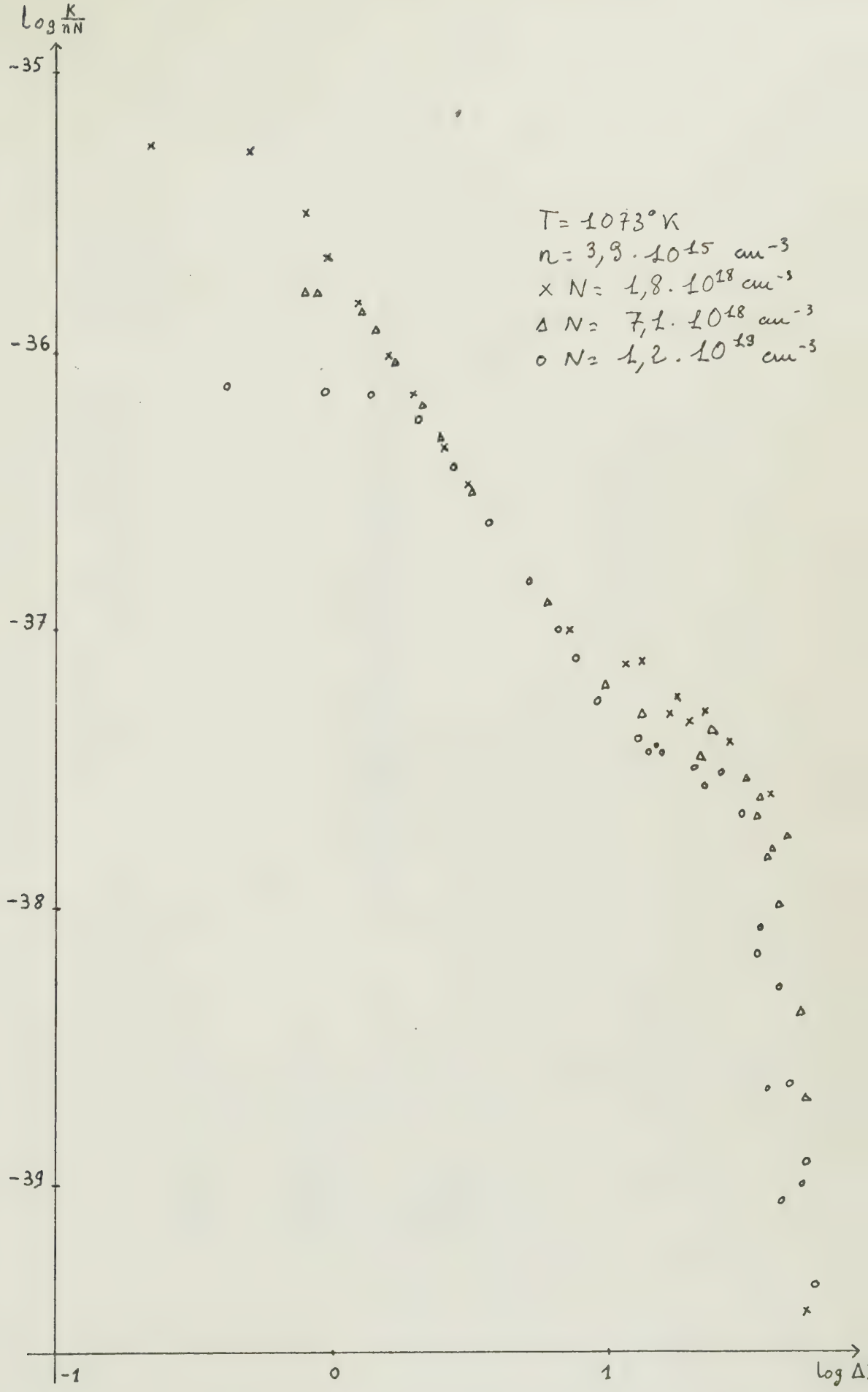


Fig. 30 - Variation du coefficient d'absorption réduit sur l'aile violette de la raie 3501 A Ba-He en fonction de $\lambda-\lambda_o$

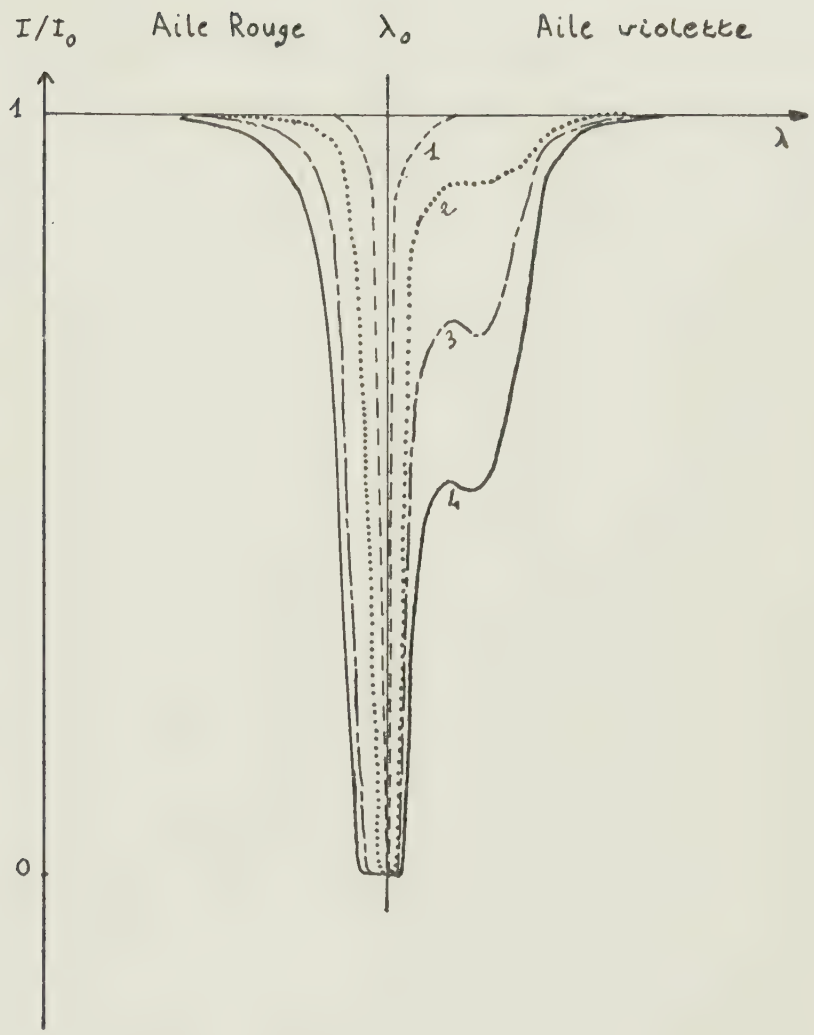


Fig. 31 - Profil de la raie 3501 Å et de son satellite violet en présence d'argon

T = 1216°K

(1) : p(Ar) = 0mm
(2) : p(Ar) = 200mm
(3) : p(Ar) = 800mm
(4) : p(Ar) = 1400mm

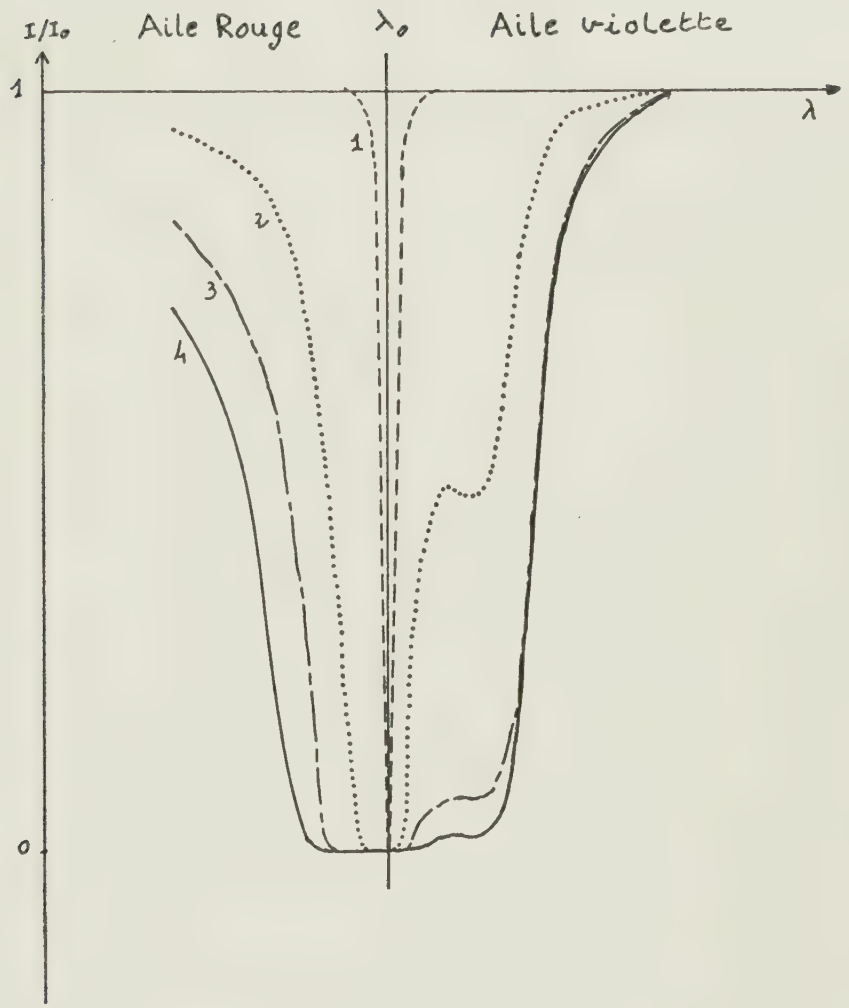


Fig. 32 - Profil de la raie 3501 Å et de son satellite violet en présence d'argon

T = 1386°K

(1) : p(Ar) = 0 mm
(2) : p(Ar) = 200 mm
(3) : p(Ar) = 800 mm
(4) : p(Ar) = 1400 mm

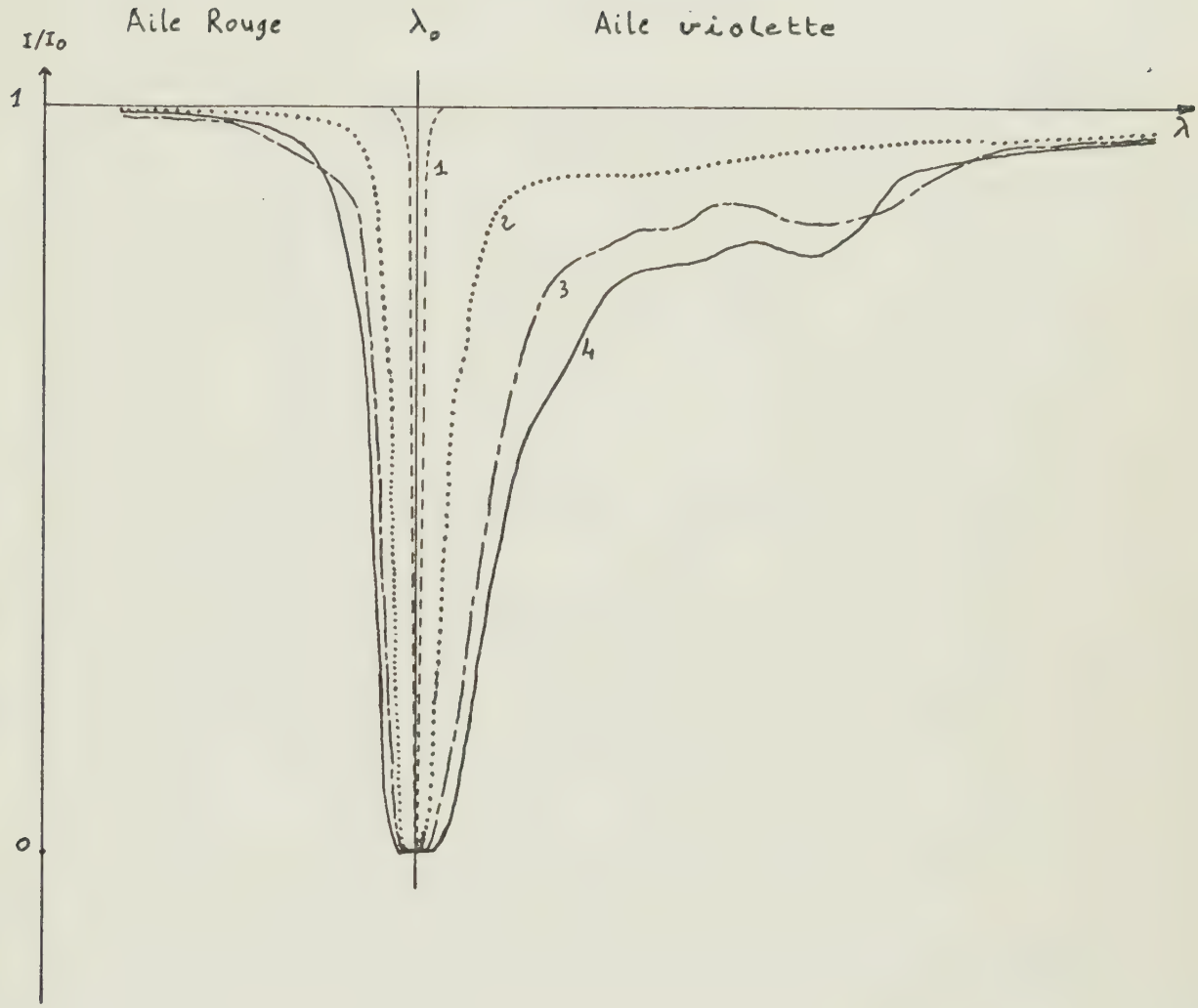


Fig. 33 - Profil de la raie 3501 Å et de son satellite en présence d'hélium

T = 1073°K

(1) : p(Ar) = 0 mm

(2) : p(Ar) = 200 mm

(3) : p(Ar) = 800 mm

(4) : p(Ar) = 1400 mm

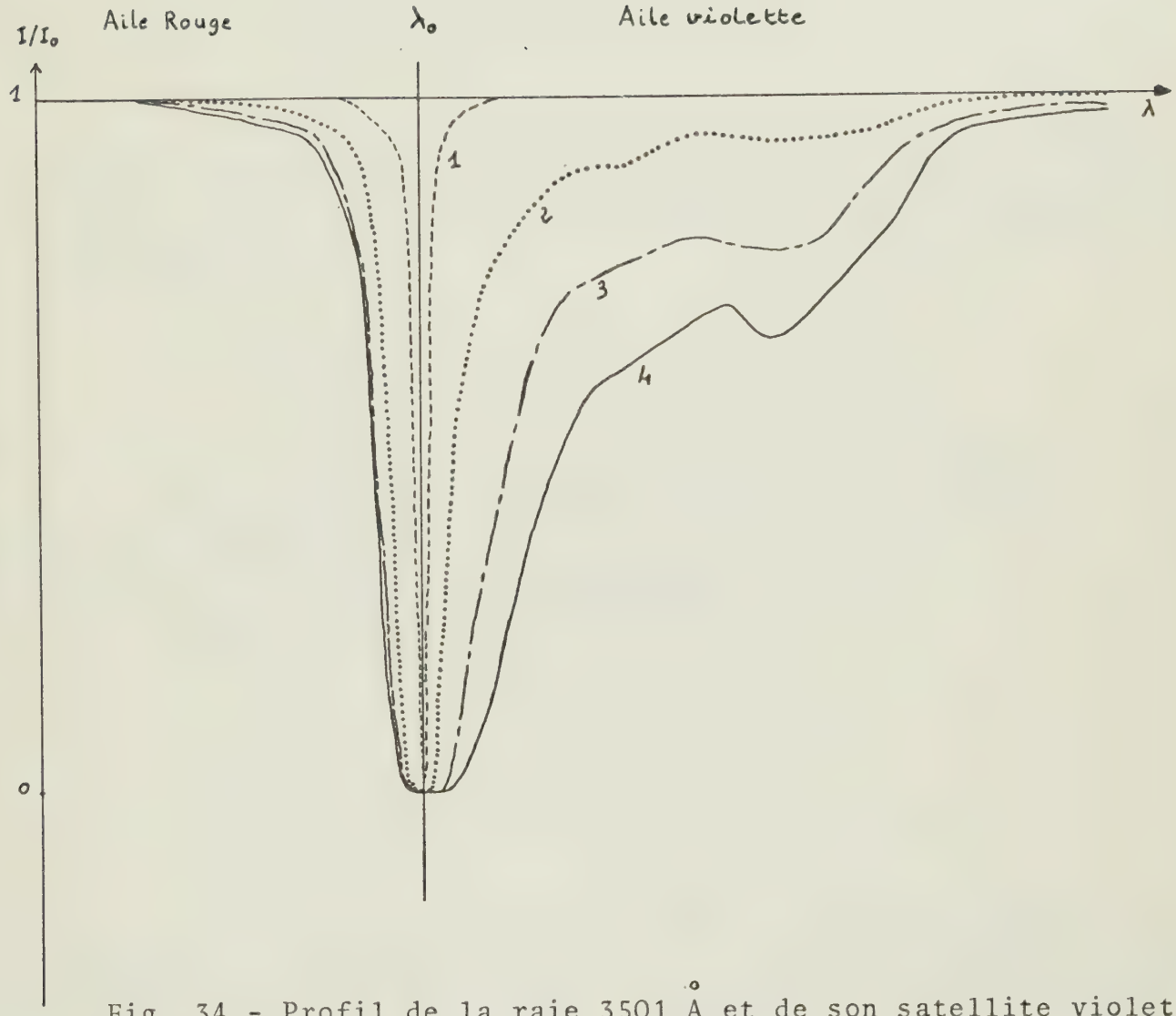


Fig. 34 - Profil de la raie 3501 Å et de son satellite violet en présence d'hélium

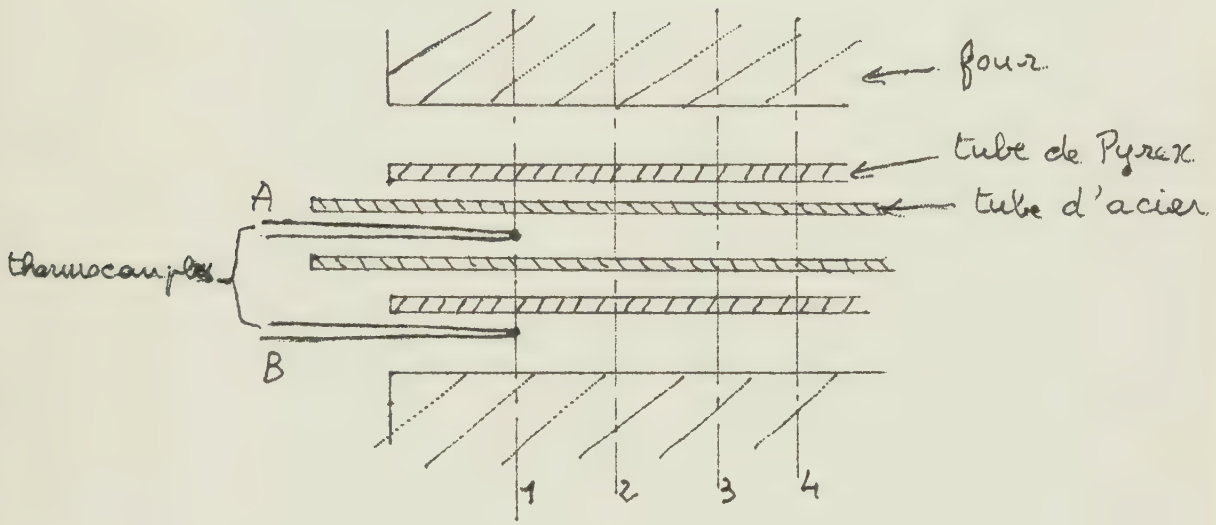
T = 1209°K

(1) : p(Ar) = 0 mm
(2) : p(Ar) = 200 mm
(3) : p(Ar) = 800 mm
(4) : p(Ar) = 1400 mm

Appendice A

Four et cuve d'absorption

Comme nous l'avons indiqué au chapitre IV, il n'est pas possible d'effectuer la mesure de la température à l'intérieur de la cuve d'absorption au cours d'une expérience. Aussi nous avons procédé comme suit :



Nous avons placé simultanément deux thermocouples en différentes positions (1),(2),....) et nous avons mesuré la température à l'intérieur de la cuve d'absorption, et entre le tube de pyrex et le four.

Nous en avons déduit que :

1) - L'écart maximal en température entre deux points de la partie utile de la cuve d'absorption est 5° (voir courbe).

2) - Lorsque l'équilibre est atteint l'écart entre les températures relevées à l'aide des deux thermocouples est au plus de 10° à très forte température (1000°C) et de 6° à basse température (600°c) .

Nous pouvons, en effectuant une correction moyenne de 8° sur la température relevée à l'aide du thermocouple B (entre four et et pyrex), connaître la température à l'intérieur de la cuve d'absorption avec une erreur de 2° en un point et de 7° sur toute la longueur.

Appendice B

Comparateur

La machine à mesurer qui nous a servi à déterminer les déplacements des raies a été construite à l'Observatoire de Paris-Meudon, à partir d'un chassis Hilger.

La plaque à dépouiller, éclairée par une source lumineuse à travers un condenseur optique, est placée sous un microscope qui donne deux images d'une même raie par un système de miroirs semi-réfléchissant M1 et réfléchissant M2.

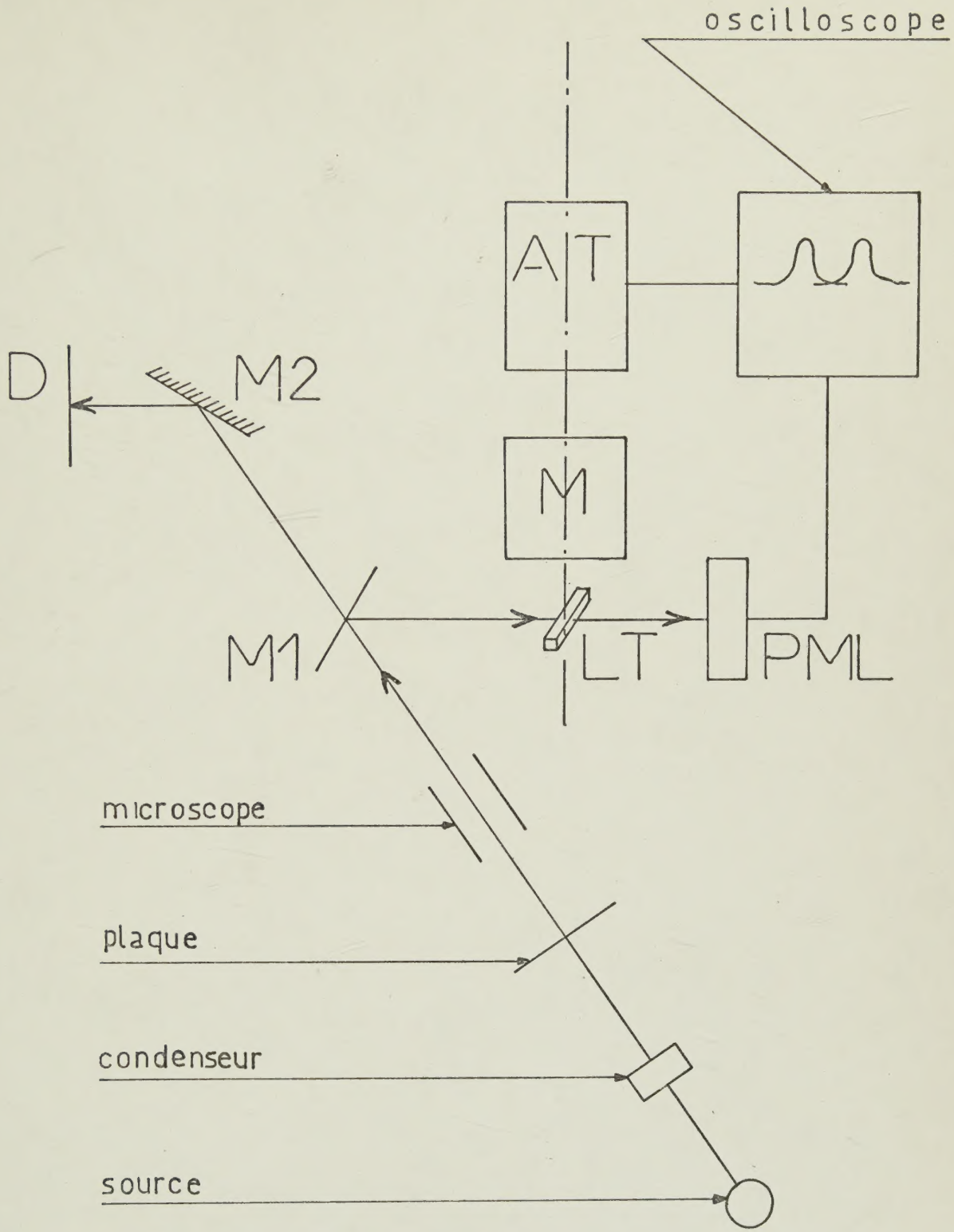
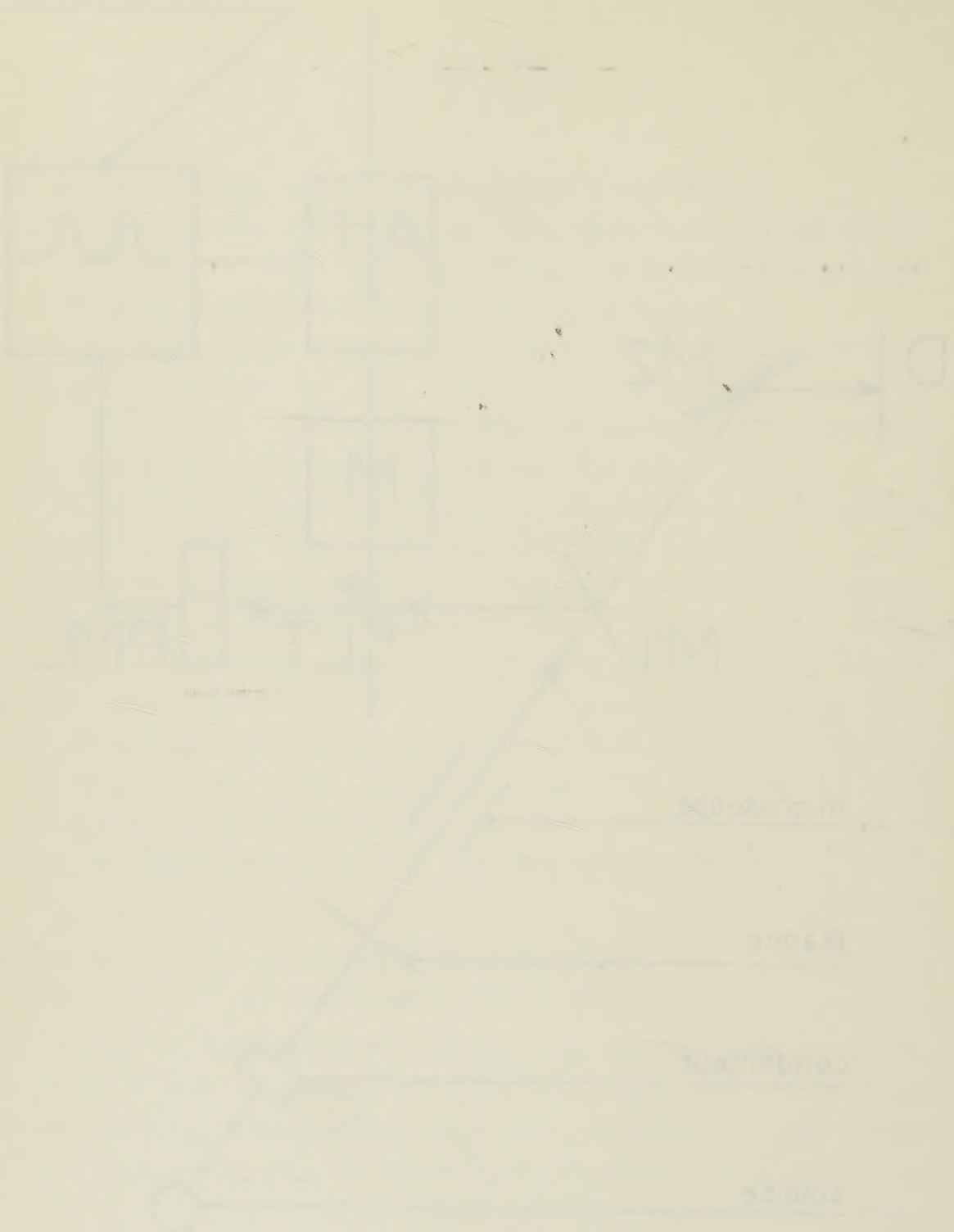
Une image est projetée sur le verre dépoli D par le miroir M2 pour permettre un repérage visuel par l'opérateur.

L'autre image est envoyée sur la fente éclairant le photomultiplicateur PM grâce à la lame à faces parallèles LT solidaire de son moteur d'entrainement M et d'un alternateur tachymétrique AT fournissant donc une tension synchronisée avec la position de la lame. La tension délivrée par le photomultiplicateur est envoyée en Y sur l'oscilloscope alors que la tension de l'alternateur est envoyée en X après écrétage. Donc pour 1 tour de la lame LT on aura 1 aller-retour sur l'écran de l'oscilloscope.

On observera donc sur l'écran deux images de la raie à mesurer :

- suivant les λ croissants
- suivant les λ décroissants

Chacune des ces images correspondant à 1 demi tour de la lame LT. Les images coïncident lorsque la raie à observer est dans l'axe du faisceau lumineux. La position du porte plaque est relevée à l'aide d'un potentiomètre de précision dont les indications sont codées puis imprimées.



SCHEMA DU COMPARATEUR